



Refroidissement et piégeage d'atomes de chrome

Arnaud Pouderous

► To cite this version:

Arnaud Pouderous. Refroidissement et piégeage d'atomes de chrome. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2007. Français. NNT: . tel-00169009

HAL Id: tel-00169009

<https://theses.hal.science/tel-00169009v1>

Submitted on 31 Aug 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ PARIS-NORD
INSTITUT GALILÉE**

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XIII
spécialité : Physique

présentée par
Arnaud POUDEROUS

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

Sujet de la thèse :
REFROIDISSEMENT ET PIEGEAGE D'ATOMES
DE CHROME

Soutenue le 25 juin 2007, devant le jury composé de :

M. Jean-François ROCH	Président
M. Thomas COUDREAU	Rapporteur
M^{me} Laurence PRUVOST	Rapporteur
M. Arnaud LANDRAGIN	Examinateur
M^{me} Anne AMY-KLEIN	Examinateur
M. Olivier GORCEIX	Directeur de thèse

A ma famille

Remerciements

Les résultats présentés dans cette thèse constituent le fruit d'efforts considérables qui associent les compétences de nombreuses personnes. Cette partie me permet de remercier leur investissement et leur aide qui ont rendu possible la réalisation de ce travail.

Cette thèse expérimentale a été effectuée dans l'équipe *Atomes froids* du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) à l'Université Paris-Nord de Villetaneuse. Je voudrais remercier ses directeurs successifs, Christian Chardonnet et Charles Desfrançois, de m'y avoir accueilli tout en contribuant au bon déroulement de mes recherches.

Je suis reconnaissant à M. Roch, M. Coudreau, Mme Pruvost, M. Landragin et Mme Amy-Klein pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail en acceptant de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie Olivier Gorceix d'avoir dirigé cette thèse. Malgré ses responsabilités d'enseignement, il a toujours suivi avec intérêt tous les progrès de l'expérience, qu'il s'agisse de moments moins gratifiants comme le montage de la mécanique d'une optique ou de résultats scientifiques. Je le remercie aussi chaleureusement de m'avoir fait partager son expérience et sa connaissance de l'état de l'art quand j'en avais besoin et aussi pour la relecture de ce manuscrit.

J'ai eu le privilège de travailler avec Jean-Claude Keller dont la culture scientifique m'a toujours fortement impressionné. Sa disponibilité et son efficacité pour trouver du matériel d'emprunt que ce soit dans les salles de travaux pratiques de l'Institut Galilée ou dans la salle de l'expérience Césium doivent aussi être soulignées. Je le remercie enfin pour avoir accepté d'être le tuteur de mon monitorat à Paris XIII.

Je tiens à rappeler le rôle déterminant dans la phase de construction de l'expérience de René Barbé aujourd'hui à la retraite. Il m'a fait bénéficier de ses compétences scientifiques très étendues. Je le remercie en particulier de m'avoir appris avec patience les rudiments de son savoir-faire accompli en mécanique, notamment la réalisation d'épaulement et le fraisage d'une pièce.

Au quotidien, j'ai travaillé sous l'encadrement des trois jeunes permanents de l'équipe qui sont Bruno Laburthe Tolra, Etienne Maréchal et Laurent Vernac. Leur complémentarité au niveau des compétences ainsi que leur disponibilité pour répondre à mes questions m'ont permis de développer beaucoup de compétences expérimentales. Je remercie Bruno pour m'avoir fait comprendre l'importance de la répétabilité d'un réglage expérimental et de persévéérer dans les moments difficiles. Mes remerciements vont également à Etienne pour avoir développé un goût pour les explications qualitatives

que je n'avais pas. Merci aussi à Laurent pour ne pas avoir renoncé à transmettre le soin méticuleux qu'il met en chaque chose, notamment le comportement des faisceaux gaussiens que j'ai vraiment compris grâce à lui.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec Radu Chicireanu qui a fait sa thèse en même temps que moi. Il a participé aux moments de dépit ainsi qu'au moment de joie à l'apparition d'un signal atomique. J'ai aussi beaucoup apprécié le travail avec Quentin Beaufils à qui je laisse le soin d'explorer les possibilités de cette expérience. Je les remercie tous les deux aussi pour les conversations que nous avons eues sur tous les sujets d'une vie de doctorant.

Je remercie aussi nos différents visiteurs : Wilson de Souza Melo, Trey Porto et Jean-Marc Fournier pour l'intérêt qu'ils ont porté à nos recherches. Je suis reconnaissant à Wilson et à Trey pour les discussions scientifiques qui m'ont beaucoup appris. Je regrette de n'avoir pu travailler avec eux comme j'ai pu le faire avec Jean-Marc qui m'a fait bénéficier de sa riche expérience en optique. Qu'il en soit ici remercié.

Je remercie l'autre équipe d'atomes froids du laboratoire Cometa avec laquelle j'ai partagé beaucoup de réunions bibliographiques, de matériels et de savoir-faire. Un grand merci à Hélène Perrin, Vincent Lorent, Raghavan Kollengode, Olivier Morizot, Elena Knyazchyan, Carlos Garrido Alzar, Laurent Longchambon et Paul-Eric Pottie.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel des services techniques et administratifs du laboratoire pour l'aide indispensable qu'ils ont apportée à cette expérience. La réalisation du dispositif expérimental n'aurait pas été possible sans l'investissement de l'atelier de mécanique. Un grand merci à Michel Fosse, Gérard Baqué aujourd'hui à la retraite et Albert Kaladjian pour leur professionnalisme et tout ce qu'ils m'ont appris en mécanique. De même pour l'atelier d'électronique avec en particulier Fabrice Wiotte et Julien De Lapeyre de Bellair qui ont réalisé un nombre incalculable de petites et de grandes boîtes pour notre équipe. Je suis également reconnaissant à Thierry Billeton de l'atelier d'optique pour m'avoir fait bénéficier de son vaste savoir. Je remercie aussi Sabine Barbut, Martine Alsters et Nathalie Froger toujours disponibles pour résoudre des problèmes administratifs et le service informatique.

Je tiens plus généralement à remercier l'ensemble du laboratoire pour la sympathie qu'ils ont manifestée à mon égard, que ce soit dans le cadre de mon monitorat, pour une aide ponctuelle dans ma thèse ou pour une discussion dans la cafétéria. Je suis également reconnaissant à tous les gens que j'ai rencontrés dans ces trois années. L'intérêt qu'ils ont porté à mes recherches m'a permis de prendre du recul pour mieux comprendre les enjeux scientifiques de mon expérience.

Je remercie la région Ile-de-France (contrat Sésame), le Ministère de l'Education nationale et de la Recherche (CPER 2001-2006), l'IFRAF et l'Europe (FEDER) pour leur soutien financier.

Plus personnellement, je tiens à remercier mes amis et en particulier Aude-Reine pour son soutien inconditionnel. Mes derniers remerciements vont à ma famille c'est-à-dire mes parents et ma petite soeur pour leur patience et leur indulgence à mon égard durant ces années de thèse. Je leur dédie ce manuscrit.

Table des matières

Table des matières	II
Liste des notations	III
Introduction	3
1 Vue d'ensemble du domaine des atomes froids	5
1.1 Les prédictions d'Einstein	5
1.2 Quel système physique utiliser pour obtenir une démonstration expérimentale ?	6
1.3 Les techniques de refroidissement et de piégeage d'atomes	7
1.4 Le refroidissement évaporatif	12
1.5 L'étude de la physique des systèmes ultrafroids	13
2 Une expérience d'atomes froids sur le chrome	15
2.1 La nanolithographie avec l'atome de ^{52}Cr	15
2.2 De nouvelles espèces pour la physique des atomes froids	19
2.3 Un fort moment magnétique	22
I Mise en place du dispositif expérimental	25
3 Obtention d'un piège atomique de chrome	27
3.1 La source atomique	27
3.2 Le système de vide	30
3.3 Le ralentisseur Zeeman	34
3.4 Le refroidissement transverse du jet	40
3.5 Les champs magnétiques	43
4 Le système laser du piège magnéto-optique	45
4.1 Choix des sources lasers du piège magnéto-optique	45
4.2 Performances des sources lasers du piège magnéto-optique	46
4.3 Contrôle en fréquence des lasers	54
4.4 Réalisation des différentes fréquences nécessaires	79
4.5 Recombinaison et alignement des faisceaux du piège magnéto-optique .	84

5 Le dispositif de commande et de mesure	87
5.1 Contrôle informatisé des séquences	87
5.2 L'imagerie par fluorescence	89
5.3 L'imagerie par absorption	94
II Expériences de piégeage du chrome	105
6 Piégeage des isotopes bosonique et fermionique majoritaires du chrome	107
6.1 Le piège magnéto-optique de ^{52}Cr	107
6.2 Le piège magnétique de ^{52}Cr	120
6.3 Expérience de piégeage avec le ^{53}Cr seul	123
6.4 Performances du ralentisseur Zeeman	130
6.5 Le piège magnéto-optique mixte	131
7 Piégeage optique de l'atome de chrome	139
7.1 Choix du laser de piégeage optique	140
7.2 Réalisation d'un piège optique	141
7.3 Piégeage des atomes de chrome	144
7.4 Les prochaines étapes vers la condensation	148
Conclusion	155
Annexes	161
A Données sur l'atome de chrome	161
B Caractéristiques des doublets	165
Bibliographie	169

Liste des notations

Valeurs des constantes fondamentales

k_B : constante de Boltzmann valant $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

h : constante de Planck valant $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$

\hbar : constante réduite de Planck définie par $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$

c : célérité de la lumière valant $c = 3,00 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

μ_0 : perméabilité du vide valant $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N.A}^{-2}$

ϵ_0 : permittivité du vide définie par $\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$

m_u : unité de masse atomique valant $m_u = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

e : charge élémentaire de l'électron valant $e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

m_e : masse de l'électron au repos valant $m_e = 5,48 \cdot 10^{-4} m_u = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$

μ_B : magnéton de Bohr défini par $\mu_B = \frac{\hbar e}{2m_e} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$

a_0 : rayon de Bohr défini par $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} = 52,9 \text{ pm}$

Signification des abréviations utilisées

PD : photodiode

PBS : cube polariseur

PID : correcteur proportionnel-intégrateur-dérivateur

PZT : cale piézo-électrique

PMO : piège magnéto-optique

Introduction

Le travail expérimental mené durant cette thèse s'inscrit dans le programme de recherche intitulé Nanochrome effectué au sein du Laboratoire de Physique des Lasers de l'Université Paris XIII à Villetaneuse. Dans le cadre de ce projet, de nouvelles expériences de physique des atomes froids sont envisagées. Les voies de recherche se dirigent dans deux directions principales : l'obtention des nouveaux gaz quantiques dégénérés et la réalisation de nanodépositions de chrome en utilisant des ondes cohérentes de matière (condensats de Bose-Einstein).

Deux chapitres introduisent ce manuscrit. Le chapitre 1 constitue une introduction au domaine des atomes froids. L'intérêt du chrome pour une expérience d'atomes froids est montré dans le chapitre 2 en exposant les principales caractéristiques de cet atome.

L'exposé du travail de cette thèse expérimentale a été divisé en deux parties. La partie I explique nos choix dans la construction du montage expérimental et en détaille chaque élément. Notre but est de créer une expérience qui constitue un outil de recherche stable et efficace à long terme. Ainsi, les contraintes imposées sont fortes puisque, dès le départ, le dispositif doit être pensé pour des expériences menant au régime de dégénérescence quantique. Dans cette description du montage de piégeage du chrome, j'insiste particulièrement sur les éléments que j'ai contribué à mettre en place. Une partie importante du travail de cette thèse a en effet consisté à construire cette expérience, les premiers signaux de piégeage atomique ayant été obtenus au bout d'un an et demi.

Notre expérience ressemble à une expérience traditionnelle de piégeage d'atomes neutres sur un atome usuel comme un alcalin ou un gaz rare. Elle est ainsi automatisée et comprend un four avec un ralentisseur Zeeman dans un environnement ultravide, des lasers de piégeage et un système d'imagerie permettant d'extraire des informations d'un signal atomique émis par peu d'atomes. Cependant, au début de cette thèse, deux groupes seulement avaient obtenu un piège magnéto-optique de l'isotope 52 du chrome (celui de McClelland au NIST et celui de Pfau à Stuttgart). Manipuler les isotopes de l'atome de chrome pose en effet des problèmes technologiques comme la réalisation d'un four à haute température ou la génération de lumière laser à 425,5 nm dont les solutions techniques adoptées par notre groupe seront détaillées.

Cette partie est structurée en trois chapitres. Je présenterai d'abord comment nous obtenons un piège atomique de chrome en évoquant notamment le four dont l'originalité est de fonctionner à l'horizontale. La génération et la stabilisation des fréquences nécessaires au piégeage magnéto-optique du chrome seront étudiées ensuite. Nous analyserons enfin les caractéristiques des dispositifs de commande et de détection que nous utilisons.

La réalisation d'un piège magnéto-optique de chrome a été le premier résultat de cette expérience comme nous allons le montrer dans la partie II. Le premier chapitre de cette partie décrit ainsi les expériences de piégeage magnétique et magnéto-optique que nous avons réalisées. Pour le projet Nanochrome, l'obtention de piège magnéto-optique des deux isotopes majoritaires du chrome d'abord séparément puis simultanément constitue une étape indispensable pour obtenir des gaz dégénérés de ces deux

espèces. De plus, du fait des spécificités de l'atome de chrome, notamment sa structure de niveaux en Λ et son fort moment magnétique, l'étude des propriétés des pièges magnéto-optique de chrome s'avère d'une richesse insoupçonnée comparé aux propriétés des alcalins analysées dans les années 90. Nous montrerons ainsi que le nombre d'atomes dans un piège magnéto-optique de ^{52}Cr est limité à cause d'un fort taux de collisions à deux corps et que nous pouvons accumuler en continu dans un piège magnétique des atomes de chrome dans des états métastables. Les études systématiques d'un piège magnéto-optique du ^{53}Cr seront aussi présentées. Il s'agit d'analyses nouvelles qui n'avaient jamais été menées avant cette thèse. Nous avons aussi réalisé pour la première fois le piégeage magnéto-optique mixte d'un nouveau mélange boson-fermion constitué des isotopes majoritaires du chrome. Les propriétés de ce piège sont montrées avec notamment une mesure du taux de collisions entre les deux espèces, étude très importante dans la perspective de réaliser un mélange de gaz quantique dégénéré de l'atome de chrome. Certains résultats exposés ont été publiés dans l'article [1].

L'isotope bosonique du chrome ne pouvant être refroidi jusqu'au régime quantique dans un piège magnétique à cause d'un taux de relaxation dipolaire trop important, les procédures traditionnelles d'obtention d'un condensat de Bose-Einstein ne peuvent être utilisées pour le chrome. Un moyen pour éviter ces pertes consiste à obtenir un piège optique avec des atomes polarisés dans le sous-état minimal en énergie. Pour charger un piège optique croisé de l'isotope 52, nous avons étudié des schémas originaux de piégeage [2, 3], notamment un qui combine piégeage optique et piégeage magnétique. Le dernier chapitre de cette thèse illustre la mise en place d'un dispositif permettant d'obtenir un tel piège pour l'atome de chrome. Nous avons ainsi réalisé le premier piège optique avec des atomes dans des états métastables. Nous en étudierons quelques propriétés.

En conclusion, nous évoquerons les étapes prochaines qui mèneront à la condensation de Bose-Einstein de l'isotope 52 du chrome ainsi que les difficultés posées par l'obtention du régime quantique pour l'isotope fermionique. Nous donnerons quelques exemples d'expériences que nous espérons mener une fois la dégénérescence quantique atteinte pour les deux isotopes du chrome.

CHAPTER 1

Vue d'ensemble du domaine des atomes froids

Le projet Nanochrome vise à réaliser un ensemble d'expériences dans le domaine de la physique des atomes froids en utilisant les propriétés originales de l'atome de chrome. Les idées générales du domaine des atomes froids seront ainsi exposées. Nous rappellerons les étapes historiques et les techniques expérimentales menant à l'obtention de gaz quantiques dégénérés puis mettrons en évidence quelques perspectives offertes par la physique des atomes froids pour les espèces bosoniques ou fermioniques.

1.1 Les prédictions d'Einstein

En 1924, Einstein approfondit l'idée du physicien bengali Bose de considérer les photons comme un gaz de particules identiques pour démontrer la loi de Planck. Ils créent ainsi la statistique de Bose-Einstein qui décrit le nombre de bosons identiques et indiscernables à l'équilibre thermique dans un niveau d'énergie E donné :

$$f_{BE}(E, \mu, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} - 1} \quad (1.1)$$

où T est la température, μ le potentiel chimique et f_{BE} la fonction de distribution¹.

La statistique de Fermi-Dirac qui caractérise la distribution des fermions est découverte dans les années 20 comme celle des bosons. Elle ne diffère que d'un signe :

$$f_{FD}(E, \mu, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} + 1} \quad (1.2)$$

La symétrie de la fonction d'onde pour l'opérateur qui échange deux particules permet également de distinguer la nature des particules : symétrique pour les bosons et antisymétrique pour les fermions. Le spin total constitue aussi un critère de distinction : dans le cas des bosons, il est entier alors qu'il est demi-entier pour les fermions. Ces distinctions sur la nature des particules ne jouent un rôle que si le nombre de particules et le nombre d'états accessibles du système sont comparables.

¹La fonction de distribution correspond à la probabilité de trouver une particule à un niveau d'énergie E , un potentiel chimique et une température donnés.

En appliquant la statistique bosonique aux atomes au lieu des photons, Einstein prévoit que dans un gaz de bosons refroidi au-dessous d'une température critique, une quantité macroscopique d'atomes se condensent dans le même état quantique, il s'agit de l'état fondamental à un corps. Tous les atomes occupent alors l'état fondamental du système comme le montre la figure 1.1a. Ce phénomène de transition purement quantique repose sur la nature des particules, sur l'impossibilité de les discerner ainsi que sur le recouvrement des paquets d'onde. Il s'appelle condensation de Bose-Einstein. Le seuil de condensation correspond à la densité spatiale n telle que la longueur d'onde atomique de de Broglie $\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{3mk_B T}}$ associée à l'extension spatiale des paquets d'onde d'atomes de masse m à la température T est de l'ordre de grandeur de la distance interatomique (les atomes ne peuvent plus être considérés comme indépendants). Dans cette description, le seuil de condensation en l'absence de potentiel de confinement d'un gaz interagissant faiblement s'exprime en terme de densité dans l'espace des phases $\rho = n\lambda_{dB}^3$ comme $\rho = \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \approx 2,612^2$ [4]. Le gaz dégénéré peut être décrit par une fonction d'onde macroscopique correspondant au paramètre d'ordre du système.

Dans le cas de fermions illustré par la figure 1.1b, le refroidissement amène sans transition de phase à un état appelé mer de Fermi dégénérée où exactement un atome occupe chaque état quantique de plus basse énergie conformément au principe de Pauli. L'état de plus haute énergie occupé à température nulle est appelé état de Fermi. Son énergie E_F est l'énergie de Fermi du gaz de fermions.

1.2 Quel système physique utiliser pour obtenir une démonstration expérimentale ?

Tout au long du vingtième siècle, les physiciens ont cherché des preuves expérimentales de la transition de Bose-Einstein dans différents systèmes physiques. Trois candidats se sont révélés particulièrement intéressants : l'hélium liquide, les excitons³ et les gaz atomiques. La suite de ce mémoire ne s'intéressera qu'aux gaz atomiques. Pour un gaz atomique, la transition vers un gaz dégénéré impose que la densité du gaz soit 10^{-5} fois plus faible que celle de l'air ambiant (10^{19} cm^{-3}) puisque, dans le cas contraire, les transitions gaz-liquide ou gaz-solide sont plus probables. En effet, pour des échantillons de gaz aussi dilués, les collisions à trois corps sont ramenées à une échelle de temps de quelques secondes, voire d'une minute. De plus, cette phase gazeuse métastable reste gazeuse à toutes les étapes de la transition de phase vers le condensat de Bose-Einstein. Mais utiliser des échantillons atomiques aussi dilués réduit

²La fonction ζ de Riemann est définie par $\zeta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^x}$ pour tout $x > 1$.

³quasiparticule formée par l'état lié d'un électron dans une couche excitée et d'un trou dans une couche de valence dans un réseau cristallin.

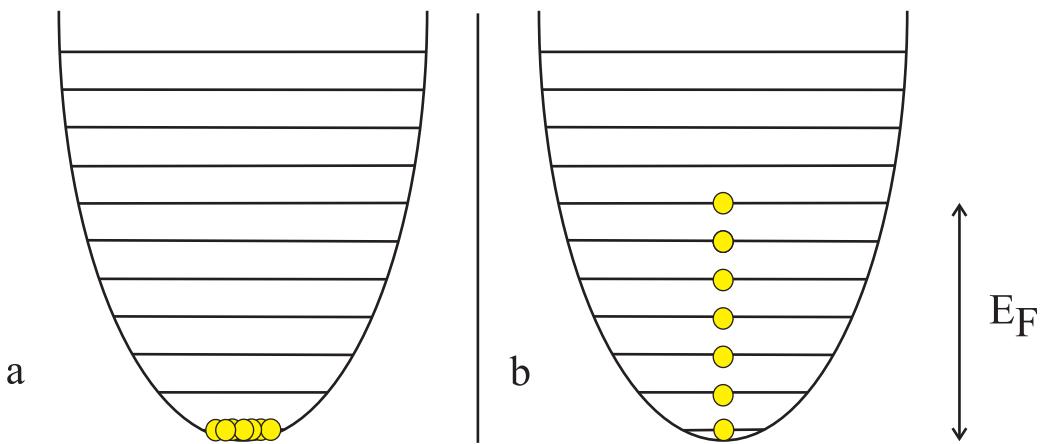


FIG. 1.1 – Comparaison entre un condensat de Bose-Einstein (figure a) et une mer de Fermi dégénérée à température nulle (figure b) piégés dans un potentiel harmonique. Dans le cas du condensat, tous les atomes sont dans le même état quantique. Les fermions d'une mer de Fermi dégénérée occupent les états de plus basse énergie jusqu'au niveau de Fermi.

la température à atteindre : la dégénérescence quantique correspond à une température de l'ordre de la centaine de nanoKelvins alors qu'atteindre le milliKelvin suffit pour observer l'apparition de la superfluidité de l'hélium 3⁴. De ce fait, l'idée d'obtenir cet état de la matière est longtemps restée un rêve inaccessible pour les gaz dilués. Il a fallu attendre l'avènement des techniques de piégeage et de refroidissement d'atomes par lasers dans les années 80.

1.3 Les techniques de refroidissement et de piégeage d'atomes

Le piégeage et le refroidissement des atomes correspondent respectivement à un confinement dans une région de l'espace des positions et des impulsions. Les techniques permettant leur mise en oeuvre s'appliquent à une quinzaine d'espèces atomiques. La distribution des états internes des atomes (état électronique et de spin) et leur état externe (position et vitesse du centre de masse) peuvent ainsi être contrôlés. Le développement de ces techniques a valu à Chu, Cohen-Tannoudji et Phillips le prix Nobel de physique en 1997 [5]. Des références assez exhaustives [6, 7] traitant de ce domaine en plein essor de la physique, une approche qualitative des phénomènes sera adoptée. La force de pression de radiation est ainsi abordée. Puis, les principes des mélasses optiques et du piège magnéto-optique sont successivement explicités avant de traiter de deux pièges conservatifs : le piège magnétique et le piège optique.

⁴La superfluidité de l'hélium 3 est liée à la condensation de Bose-Einstein pour un gaz dilué.

La force de pression de radiation

Cette force est maintenant couramment utilisée dans les laboratoires pour ralentir des jets d'atomes thermiques sur un à quelques mètres. La première démonstration a eu lieu dans les années 80 lorsque l'équipe de Phillips au NIST a ralenti puis stoppé un jet de sodium [76]. Une analyse qualitative permet de comprendre comment la pression de radiation agit sur la vitesse du centre de masse des atomes. Une approche quantitative peut être trouvée dans le chapitre 3 lorsque seront discutés les paramètres de notre ralentisseur Zeeman.

Plongé dans un faisceau laser de fréquence proche de la résonance atomique et de vecteur d'onde \vec{k} , un atome absorbe et réemet constamment des photons par émission spontanée ou stimulée. A chaque photon absorbé se propageant dans la direction \vec{u} donnée par le laser, la conservation de l'impulsion du système constitué de l'atome de masse m et du photon impose un changement de vitesse donné par $\Delta\vec{v}_{\text{recul}} = \frac{\hbar\vec{k}}{m}\vec{u}$. Si le photon réémis est dans le même mode que le photon incident (cas de l'émission stimulée), l'atome cède l'impulsion gagnée et la vitesse reste inchangée. Par contre, l'atome peut aussi se désexciter par émission spontanée en émettant un photon dans une direction aléatoire. Si N cycles d'absorption-émission spontanée ont lieu pendant une seconde, l'atome subit une force moyenne appelée pression de radiation s'exprimant comme :

$$\vec{F} \approx N\hbar\vec{k} \quad (1.3)$$

Si le faisceau laser est envoyé dans une direction opposée à sa vitesse, l'atome est ralenti. La valeur de l'accélération correspondant à cette force est très élevée (bien plus forte que toutes celles associées aux forces à longue portée qui affectent les particules neutres) : un ordre de grandeur à résonance pour le chrome, dont la durée de vie du niveau excité est $\tau = 3.10^{-8}$ s, est $\|\vec{a}\| \approx 10^6 \text{ m.s}^{-2}$ en notant \vec{a} l'accélération moyenne de l'atome. Ainsi, les forces de pression de radiation communiquent des accélérations très importantes aux atomes ce qui permet de les ralentir. Cependant, en comparant $\|\Delta\vec{v}_{\text{recul}}\|$ à la vitesse d'un jet thermique (typiquement des centaines de m.s^{-1}), on s'aperçoit qu'un très grand nombre de cycles sont nécessaires pour ralentir significativement l'atome. Ceci impose l'existence et l'utilisation d'une transition optique (quasi) fermée. D'où la limitation des techniques de refroidissement laser à une quinzaine d'espèces atomiques seulement.

Le refroidissement Doppler : effet de mélasse optique

Le principe du refroidissement laser est le suivant : la fréquence des photons diffusés est en moyenne décalée vers le bleu par rapport au faisceau laser incident. La lumière diffusée est donc plus énergétique que la lumière absorbée, d'où un refroidissement. Les décalages vers le bleu sont dus à des décalages Doppler. Cette idée peut s'exprimer

différemment : le refroidissement laser requiert le transfert irréversible de l'entropie d'un ensemble d'atomes au champ laser. Le vecteur de transfert est l'émission spontanée.

Cette idée⁵ a été introduite au milieu des années 70 par Hänsch et Schawlow [8] pour un atome plongé dans un faisceau laser rétroréfléchi et désaccordé vers le rouge de la transition atomique. Lorsque les processus d'absorption du faisceau aller et du faisceau rétroréfléchi peuvent être considérés comme indépendants (cas d'une transition atomique non saturée), l'atome absorbe de manière préférentielle les photons du faisceau contrepropageant plus proche de résonance. Il est donc soumis à une force de friction qui le ralentit. En appliquant des faisceaux lasers selon les trois directions de l'espace pour le freiner dans toutes les directions, une mélasse optique⁶ est réalisée. La première démonstration expérimentale a été réalisée par l'équipe de Chu en 1985 avec des atomes de sodium [10].

Ce mécanisme de mélasse optique présente l'inconvénient de ne pas piéger les atomes : au bout d'un certain temps, ceux-ci sortent de la mélasse par diffusion. Il manque une force de rappel caractéristique de tout piège.

Le piège magnéto-optique

Suggéré en 1986 par Jean Dalibard et mis en place pour la première fois en 1987 dans l'équipe de Pritchard [11], un piège magnéto-optique⁷ est un dispositif qui associe de manière très efficace l'effet de refroidissement Doppler et l'effet Zeeman introduit par un champ inhomogène. Le schéma traditionnel d'un piège magnéto-optique est illustré par la figure 1.2.

Trois faisceaux lasers rétroréfléchis et orthogonaux deux à deux, désaccordés de quelques largeurs naturelles dans le rouge de la transition atomique, se croisent au centre d'un piège magnétique quadripolaire produit par une paire de bobines. Au centre du piège, le champ magnétique est nul et croît linéairement dans toutes les directions. L'écartement des niveaux atomiques dû à l'effet Zeeman et l'utilisation des polarisations adaptées⁸ σ^+ et σ^- créent une force de rappel vers le centre du piège où le champ magnétique est nul. L'atome absorbe en effet préférentiellement les atomes du faisceau contrepropageant. En plus de cette force de rappel qui piége l'atome, le désaccord vers le rouge produit une force de refroidissement Doppler comme expliqué dans le paragraphe précédent. Le piège magnéto-optique permet ainsi à la fois de refroidir les atomes et de les piéger dans les trois directions de l'espace.

Un atome peut être capturé dans le piège magnéto-optique s'il peut être stoppé par la pression de radiation avant d'être ressorti du volume de piégeage correspondant à la taille des faisceaux du piège. Ceci définit une vitesse maximale au-dessus de laquelle les

⁵Wineland et Dehmelt l'ont suggéré simultanément pour des ions piégés [9]

⁶optical molasses en anglais

⁷M.O.T. ou magneto-optical trap en anglais

⁸ σ^+ : polarisation circulaire tournant dans le sens direct par rapport à l'axe de quantification et σ^- dans le sens indirect.

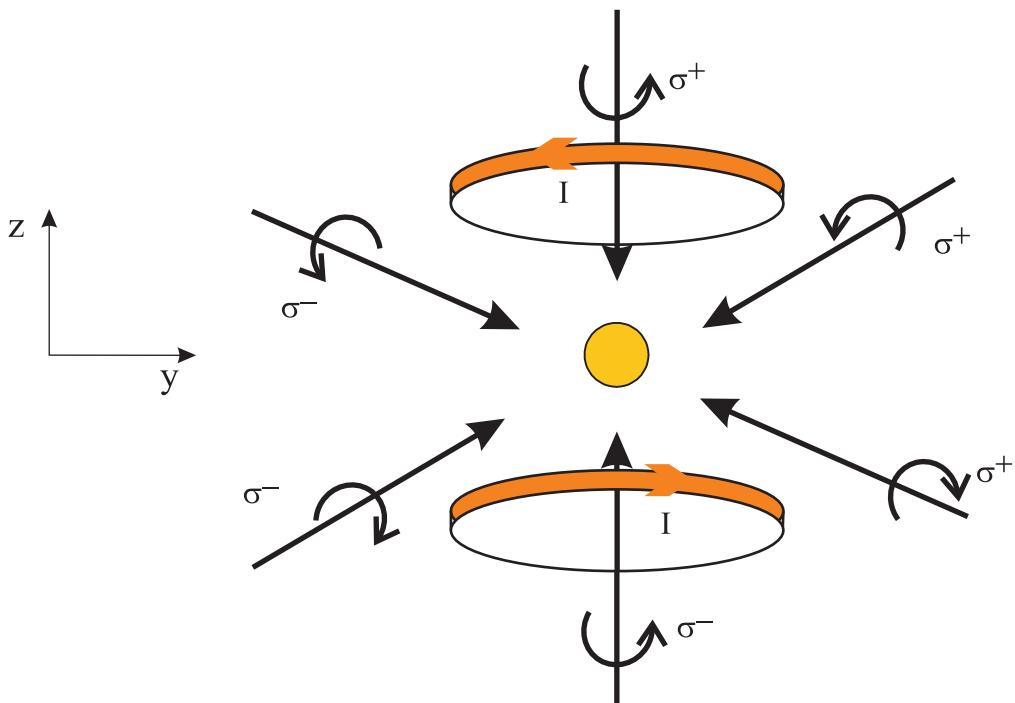


FIG. 1.2 – Schéma simplifié d'un piège magnéto-optique. Un atome est soumis à un champ magnétique inhomogène et est excité par deux faisceaux lasers, désaccordés vers le rouge de la transition, contrepropageant et de polarisation circulaire de sens opposé. Si l'atome s'éloigne de $z=0$, il est plus proche de la résonance pour le faisceau se propageant en sens contraire à son déplacement et il est repoussé vers le centre.

atomes ne sont pas capturés par le piège magnéto-optique : c'est la vitesse de capture. Les vitesses de capture typiques sont de quelques dizaines de m.s^{-1} . Ainsi, tout atome qui entre dans le volume donné par l'intersection des trois paires d'onde avec une vitesse inférieure à la vitesse de capture du piège magnéto-optique est ralenti par effet Doppler puis attiré vers le centre du piège.

Les performances typiques d'un piège magnéto-optique pour une espèce alcaline permettent aujourd'hui d'obtenir 10^9 atomes à quelques dizaines de μK dans un volume de 1 mm^3 , pour une densité maximale de 10^{12} cm^{-3} . De tels pièges sont devenus des dispositifs usuels, peu onéreux et efficaces pour disposer d'un échantillon d'atomes froids. Les atomes neutres ainsi refroidis constituent déjà des systèmes physiques très intéressants. Ils servent aussi bien à l'interférométrie [12], de source en métrologie avec les horloges atomiques [13] ou pour la spectroscopie atomique afin de déterminer les potentiels moléculaires interatomiques [14].

Le piège magnéto-optique n'est cependant pas adapté pour des expériences nécessitant une forte densité atomique : la densité dans l'espace des phases reste limitée à 10^{-7} [15]. Les pertes dues aux collisions assistées par la lumière et la réabsorption de

la lumière au sein du nuage limitent en effet le processus de refroidissement et donc la densité et la température que l'on peut atteindre. De ce fait, le piège magnéto-optique est souvent utilisé maintenant comme stade préalable pour des pièges conservatifs permettant d'obtenir des densités plus élevées (piège magnétique, piège optique) et pour des techniques de refroidissement donnant accès à des températures plus basses (refroidissement évaporatif, refroidissement par résonance noire, refroidissement Raman).

Le piège magnétique

Les pièges magnétiques pour atomes neutres utilisent l'interaction entre un dipôle magnétique et un champ magnétostatique [16]. En effet, les atomes dont l'état fondamental a un moment cinétique total non nul possèdent un moment magnétique proportionnel à leur moment cinétique. Ce moment magnétique interagit avec un champ magnétique extérieur et l'énergie d'interaction est appelée énergie Zeeman. Les équations de Maxwell permettent de montrer qu'il est impossible de créer un maximum de champ magnétique statique dans des régions où il n'y a pas de courants externes⁹. Pour cette raison, les atomes sont piégés magnétiquement dans un minimum local du champ magnétique. De plus, ils sont dans les sous-niveaux Zeeman de plus haute énergie qui seront appelés états piégeants¹⁰. Si la vitesse de ces atomes n'est pas trop importante, la direction de leur moment magnétique suit adiabatiquement la direction du champ magnétique. Le potentiel de piégeage est donc décrit par le produit du moment atomique par la norme du champ local. La première réalisation date de 1985 [17]. De nombreuses configurations existent depuis le simple piège quadripolaire créé par deux bobines en configuration anti-Helmholtz jusqu'au piège Ioffe-Pritchard ou au piège TOP [16][18]. Ces pièges magnétiques sont très utilisés en physique atomique puisqu'ils représentent des pièges idéaux d'une profondeur d'une centaine de mK. Combiné à la technique du refroidissement évaporatif (voir paragraphe 1.4), ils ont permis d'atteindre la dégénérescence quantique.

Le piège optique

Les pièges optiques très désaccordés piègent tous les sous-niveaux de l'état fondamental de l'atome ce qui permet de piéger dans l'état de plus basse énergie pour que les collisions inélastiques à deux corps soient énergétiquement interdites. Une approche classique de leur fonctionnement est donnée ici.

Bien que les atomes ne possèdent pas de dipôle électrique permanent dans leur état fondamental, un champ électrique oscillant $\vec{E}(t)$ donne naissance à un dipôle induit $\vec{p}(t)$. Ce dipôle peut alors interagir avec le champ électrique. Lorsque le champ varie assez lentement, le sens du dipôle induit est le même que celui du champ ce qui donne une énergie potentielle de la forme $V(t) = -\vec{p}(t) \cdot \vec{E}(t)$. Dans ce modèle simplifié, l'atome sera

⁹théorème de Wing

¹⁰low-field seeker en anglais

donc attiré par les minima de l'énergie potentielle qui vont correspondre aux maxima du champ électrique c'est-à-dire aux maxima de l'intensité lumineuse.

Plus précisément, en utilisant le modèle de l'électron élastiquement lié, il est possible de montrer que l'interaction entre le champ et l'atome dépend aussi de la fréquence du champ externe par rapport aux fréquences atomiques. Deux régimes existent selon que la fréquence du champ extérieur est inférieure ou supérieure aux fréquences atomiques. Lorsqu'elle est inférieure, le champ et le dipôle sont en phase. Dans ce cas, l'atome est bien attiré par les fortes intensités lumineuses. Au contraire, quand la fréquence du champ est supérieure, l'atome est repoussé hors des zones de maxima d'intensité lumineuse.

La première réalisation expérimentale d'un piège optique a eu lieu en 1986 pour l'atome de sodium dans l'équipe de Chu [19] avec un faisceau gaussien focalisé. Ce type de piège est étudié plus en détail dans le chapitre 7.

1.4 Le refroidissement évaporatif

Le refroidissement évaporatif a été proposé il y a plus de vingt ans dans le contexte des atomes ultrafroids par Hess [20] puis démontré pour l'hydrogène piégé magnétiquement en 1988 [21]. Le refroidissement évaporatif dans un piège de profondeur finie repose sur le fait qu'une collision élastique peut produire un atome dont l'énergie est supérieure à la profondeur du piège et un atome de faible énergie. L'atome rapide s'échappe du piège et l'atome plus lent reste piégé. Après thermalisation, la température des atomes restant piégés a donc diminué. Le refroidissement évaporatif associe ainsi sélection en vitesse des atomes énergétiques du piège et thermalisation du gaz par collisions élastiques. La clé du succès pour le refroidissement évaporatif consiste à s'assurer que toutes les pertes et processus de chauffage¹¹ se font à une échelle de temps courte devant celle des collisions élastiques et d'évaporation du piège.

Un moyen expérimental pour « forcer » ce type de refroidissement dans un piège magnétique consiste à rajouter un champ magnétique radiofréquence oscillant à résonance à l'aide d'une bobine placée au voisinage des atomes. Comme les atomes les plus énergétiques peuvent se trouver dans les régions où le champ magnétique est fort, ce champ radiofréquence tronque le piège au-delà d'une certaine valeur spatiale. Les atomes énergétiques sont ainsi perdus par transitions de spins. Des rampes de fréquence bien choisies diminuent la fréquence de la radiofréquence tout en conservant l'efficacité du processus ce qui permet d'augmenter continûment la densité dans l'espace des phases des atomes restants.

En combinant les techniques de refroidissement laser avec celle du refroidissement évaporatif, les premières observations de condensation de Bose-Einstein pour un gaz interagissant faiblement ont lieu en 1995 : d'abord au JILA à Boulder où le groupe de Cornell et de Wieman obtient un condensat de 2000 atomes de rubidium à 20 nK [22],

¹¹mauvais vide, lumière parasite, chauffage causé par des fluctuations et collisions inélastiques

puis à l'université de Rice où l'équipe de Hulet condense le lithium [23] et enfin au MIT avec un condensat de sodium dans le groupe de Ketterle [24]. Le prix Nobel de physique est attribué en 2001 à Cornell, Wiemann et Ketterle pour ces réalisations expérimentales [25].

1.5 L'étude de la physique des systèmes ultrafroids

L'intérêt croissant de la communauté scientifique pour les condensats de Bose-Einstein physique s'explique par le fait qu'ils constituent un système quantique dont l'expérimentateur peut contrôler et maîtriser les propriétés (densité, température, intensité des interactions entre atomes...) avec une précision et une flexibilité jamais atteinte. Les premières réalisations de condensation de Bose-Einstein de gaz dilués ont ainsi ouvert la voie à un champ de recherche fascinant sur l'étude des gaz quantiques à l'interface entre la physique atomique, la physique de la matière condensée et l'optique quantique ainsi qu'à l'apparition d'un nombre grandissant de groupes se spécialisant dans ce domaine. Un numéro spécial de la revue *Nature* [26], une lettre de références [27] ou le site internet [atomtrapworldwide](http://atomtrapworldwide.com) [28] fournissent un panorama assez complet de la richesse de ce domaine.

Comme beaucoup de systèmes naturels sont des systèmes fermioniques dégénérés (^3He liquide, électrons dans un métal, étoile à neutrons ou électrons dans un atome au repos), un effort significatif a été consacré à l'adaptation des techniques de refroidissement des gaz bosoniques aux gaz de Fermi. Il ne s'agit pas d'une extension simple des travaux réalisés sur les bosons ultrafroids pour deux raisons : les atomes fermioniques manipulables par refroidissement laser sont moins abondants que les atomes bosoniques mais, surtout, la principale difficulté vient du fait que le principe de Pauli interdit la diffusion en onde s pour des fermions dans le même état interne. La thermalisation du gaz par collisions nécessite l'emploi de mélange bosons-fermions ou fermions-fermions. Le régime quantique fermionique a ainsi été atteint pour la première fois en 1999 au JILA dans un gaz de l'isotope 40 du potassium [29] par refroidissement d'un mélange de deux états hyperfins à l'aide d'un couteau radiofréquence. Cette thématique de recherches est en pleine expansion comme le montre la récente tenue d'une école d'été sur le thème des fermions ultrafroids à Varenna¹². La caractérisation expérimentale du régime intermédiaire entre la phase BCS¹³ et la phase de condensat Bose-Einstein de molécules formées de deux atomes [30, 31, 32] constitue une des pistes de recherche suivies par beaucoup de groupes travaillant sur les fermions depuis quelques années [33].

¹²école d'été sous la direction de Ketterle, Salomon et Inguscio qui a eu lieu en juin 2006

¹³Des paires dites de Cooper à l'extension spatiale plus grande que la distance entre deux atomes sont formées. Cet état présente de fortes analogies avec la phase supraconductrice adoptée par un gaz d'électrons dans les métaux.

CHAPTER 2

Une expérience d'atomes froids sur le chrome

Le choix d'un élément de transition comme le chrome en 2002 pour mener un ensemble d'expériences d'atomes froids n'est pas un choix a priori évident parce que cet atome n'est pas aussi facile à manipuler que les alcalins par exemple. Deux groupes seulement avaient refroidi cet atome jusqu'à l'obtention d'un piège magnéto-optique : le groupe de McClelland au NIST à Gaithersburg (USA) [34] et l'équipe de Pfau à l'université de Konstanz en Allemagne [35, 36]. Il s'agit donc d'un choix assez audacieux. Les voies de recherche choisies s'orientent dans deux directions différentes, l'une plus fondamentale que l'autre. D'un point de vue pratique, nous voulons étudier les limites ultimes de la lithographie atomique à partir d'un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr . D'autre part, nous nous intéressons à l'obtention de nouveaux gaz quantiques dégénérés : un mélange boson-fermion présentant des interactions dipolaires.

2.1 La nanolithographie avec l'atome de ^{52}Cr

2.1.1 Contexte

Cette thématique s'inscrit dans la continuité de l'activité d'optique atomique menée au laboratoire. Une étude des limitations de la focalisation par des lentilles magnétiques d'un nuage d'atomes froids de césium a ainsi été menée précédemment dans le groupe [37].

Les propriétés de cohérence spatiale de la phase à longue portée d'un condensat de Bose-Einstein permettent d'observer des phénomènes macroscopiques analogues à ceux qui ont lieu avec des photons. Lorsque les expériences sont menées à basse densité, les interactions entre atomes sont réduites. Les découvertes de l'optique classique et de l'optique quantique se transposent ainsi sur ces ondes de matière cohérentes seulement limitées par le principe d'incertitude d'Heisenberg. L'optique atomique permet d'obtenir des composants passifs comme des lames, des lentilles, des miroirs mais aussi des éléments actifs avec les lasers à atomes [38, 39, 40] où les rôles des photons et des atomes s'inversent par rapport à l'optique traditionnelle. Ces ondes de matière cohérentes interfèrent entre elles [41] ce qui explique leur emploi pour des interféromètres ou des gyromètres de précision [42, 43]. Ces dernières expériences exploitent le fait que

la longueur d'onde de ces ondes de matière est très courte puisqu'elle correspond à la longueur d'onde de Broglie associée au mouvement externe de l'atome qui varie entre quelques picomètres et quelques nanomètres. Nous nous proposons de mener une étude similaire pour la réalisation de dépôts nanostructurés de l'atome ^{52}Cr .

2.1.2 Les techniques de lithographie classique

Le but de la lithographie est de reproduire des motifs plus ou moins complexes dans un matériau (couche mince ou substrat). Son usage est indispensable en microélectronique, notamment parce qu'elle contribue à la miniaturisation des composants. De ce fait, un effort important de recherche et de développement a conduit à l'apparition de multiples procédés lithographiques, à l'exploration des limites ultimes de ces méthodes qu'elles soient techniques ou fondamentales ainsi qu'aux développements d'outils de contrôle efficaces (microscopies en champ proche : microscope à effet tunnel, microscope à force atomique). Avant d'exposer les performances atteintes par quelques-unes de ces techniques, il convient de connaître les critères qui permettent de les comparer.

La résolution c'est-à-dire la taille du plus petit motif réalisable de manière reproduicteur constitue le paramètre le plus souvent cité mais il est loin de suffire pour évaluer une technique de lithographie. En effet, la réalisation d'un composant électronique suppose plusieurs étapes successives de lithographie. La possibilité d'aligner avec facilité les différentes couches réalisées les unes avec les autres ou de réaliser différentes géométries de motif constituent deux qualités essentielles pour un système industriel que le critère de résolution ne prend pas en compte. L'autre caractéristique importante à considérer pour évaluer les perspectives d'une nouvelle méthode est la vitesse de reproduction du motif. Elle dépend notamment de la nature du transfert sur le substrat : série ou parallèle. Pour la plupart des techniques, un dépôt d'une couche de résine avant la nanolithographie est aussi nécessaire ce qui diminue la vitesse de transfert (augmentation du nombre d'étapes nécessaires du motif dans le matériau adéquat). Le coût, la facilité de mise en place, la maturité de la technologie sont d'autres paramètres qui interviennent dans le choix d'un procédé lithographique par un industriel. Dans la suite, je ne considérerai que trois critères d'évaluation : la vitesse, la résolution et la flexibilité de forme du motif dupliqué. Tous les chiffres annoncés s'appuient sur l'annexe A de la référence [44] dans lequel se trouve une comparaison plus détaillée et plus exhaustive des différentes techniques de lithographie classique.

Une méthode consiste à exposer une résine à un rayonnement optique (lithographie optique) ou à un faisceau de particules chargées (lithographie électronique ou lithographie ionique par projection) ayant traversé un masque. La diffraction optique limite les motifs réalisés par la lithographie optique. En laboratoire, il est ainsi possible de réaliser des motifs de taille inférieure à 30 nm dans une couche de résine à l'aide de rayons X, les limites ultimes se situant autour de 15 nm. Dans l'industrie, les performances sont de l'ordre de 80 nm actuellement et atteindront 45 nm d'ici quelques années. La modification du masque est néanmoins impossible à moins de refaire un

nouveau masque, ce qui limite la flexibilité du motif reproduit (dimensions, forme...). Cependant, la reproduction du motif se fait en parallèle ce qui donne une vitesse d'insolation de la résine rapide supérieure à un $cm^2.s^{-1}$. Pour la lithographie de particules chargées par projection, les performances sont limitées par la répulsion coulombienne entre particules à 35 nm pour une vitesse un peu plus faible de $0,5\text{ cm}^2.s^{-1}$.

Un autre type de lithographie consiste à focaliser un faisceau de particules chargées sur une résine. La position de ce faisceau est commandée par ordinateur afin de réaliser le motif par écriture directe sur le substrat. La vitesse de ce procédé série est de l'ordre de $10^{-5}\text{ cm}^2.s^{-1}$ parce que la reproduction est séquentielle et aussi parce que la répulsion entre atomes impose de travailler à faible flux¹. En revanche, la résolution atteinte par un faisceau d'électrons focalisé est bien meilleure que dans la méthode précédente puisque, même dans l'industrie, elle vaut de 5 à 7 nm. La limite de ce procédé est l'interaction entre les électrons et la résine. Cette technique permet de réaliser des masques pour la lithographie optique de très bonne qualité. De nombreuses techniques de lithographie peuvent ainsi être combinées pour bénéficier des avantages de chacune des deux. La lithographie électronique peut ainsi réaliser les moules pour les techniques de nanoimpression. Celles-ci consistent à imprimer directement des structures nanométriques dans un polymère (résine) via un moule. Elles sont limitées à une résolution 30 nm par le comportement du polymère et présentent une bonne vitesse de transfert de $0,2\text{ cm}^2.s^{-1}$.

En terme de résolution, les techniques les plus prometteuses actuellement sont les méthodes basées sur les microscopies en champ proche. En effet, elles permettent potentiellement de modifier directement (sans résine intermédiaire) les surfaces de l'échelle atomique à l'échelle nanométrique en réalisant un motif arbitraire. Les performances atteignent déjà 3 nm. pour la modification de surface. En plus des conditions de réalisation exigeantes (réalisation sous vide, choix de matériaux limité ...), la qualité des pointes utilisées constitue pour l'instant la principale limitation en terme de résolution. Par ailleurs, la vitesse de réalisation est faible, inférieure à $10^{-4}\text{ cm}^2.s^{-1}$. Elle peut être améliorée par l'utilisation de systèmes multipointes pour une écriture en parallèle, actuellement en développement chez IBM.

2.1.3 Les nanodépositions réalisées avec des atomes froids

Les atomes froids pourraient représenter une technologie alternative aux technologies actuellement utilisées en lithographie s'il est possible de bénéficier de la petite longueur d'onde de de Broglie associée aux atomes. Des expériences de nanodéposition à partir de jets thermiques se sont ainsi développées depuis une quinzaine d'années [45]. Les forces magnétiques ou optiques permettent de déposer des atomes sur une surface de manière structurée sur une échelle nanométrique. Les atomes peuvent être déposés directement sur un substrat en utilisant une onde stationnaire ou réagir chimiquement

¹L'utilisation de système multifaisceaux est envisagée pour augmenter la vitesse d'écriture de ce procédé.

avec le substrat. Le chrome a déjà été utilisé avec succès dans le cadre de ces études. Il présente en effet l'avantage d'une faible mobilité de surface. De plus, il se couvre d'un oxyde de passivation de faible épaisseur qui permet une bonne conservation pour l'analyse de l'échantillon réalisé à l'air. L'équipe de McClelland a ainsi mis en évidence des résultats importants. Elle a produit des lignes espacées de $\lambda/2 = 213$ nm s'étendant sur plus d'un mm^2 avec une largeur à mi-hauteur de 66 nm, une hauteur de dépôt de 34 nm et un contraste² de 0,5 [46]. Dans la référence [47], ces performances ont été améliorées pour un dépôt d'une largeur à mi-hauteur de 29 nm et un contraste de 0,8. La résolution des dépôts réalisés est déjà meilleure que celle obtenue typiquement dans l'industrie ce qui confirme l'intérêt d'une telle méthode. Elle est limitée par la température transverse des atomes, les effets d'aberrations géométriques et la migration des atomes une fois déposés sur la surface. Cette méthode est de plus d'application restreinte car les motifs utilisés doivent être périodiques.

2.1.4 Vers des nanodépositions avec un condensat

Notre objectif à long terme est de remplacer la source classique utilisée dans les expériences de McClelland par une onde cohérente de matière de l'isotope 52 du chrome. La partie la plus intéressante de cette étude est l'exploration des performances ultimes qui peuvent être atteintes par cette méthode. La limite théorique liée à la longueur d'onde de de Broglie peut-elle être effectivement atteinte ? Contrairement aux photons, les atomes interagissent entre eux ce qui facilite l'observation d'effets non-linéaires (un milieu non-linéaire n'est pas requis) comme le mélange à quatre ondes où trois condensats de Bose-Einstein avec des vecteurs d'onde \vec{k}_1 , \vec{k}_2 et \vec{k}_3 interagissent pour créer un quatrième condensat de Bose-Einstein de vecteur d'onde $\vec{k}_4 = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 + \vec{k}_3$ [48]. Dans le cas de nos expériences de lithographie, ces interactions limiteront certainement la miniaturisation des dépôts. L'interaction entre les atomes déposés et les atomes de la surface, les effets d'aberrations et les processus de diffusion joueront aussi peut-être un rôle important.

Par ailleurs, nous comptons mettre en oeuvre des procédés d'holographie atomique afin d'obtenir des motifs arbitraires de nanodéposition. De telles techniques ont déjà été réalisées dans l'équipe de Shimizu sur un piège magnéto-optique [49] avec une résolution assez faible de $65 \mu\text{m}$. Un masque réalisé par technique holographique est appliqué au nuage d'atomes ce qui permet de réaliser la transformée de Fourier de l'image désirée. Ces expériences reposent sur la bonne cohérence transverse du jet d'atomes. Dans le cas du groupe japonais, cela ne pouvait être assuré qu'au prix d'une réduction importante du flux atomique. Ce ne sera pas le cas avec un condensat de Bose-Einstein ce qui devrait amener à des résolutions bien meilleures.

Si la résolution des motifs arbitraires que nous obtenons finalement s'avère compétitive par rapport aux technologies actuelles c'est-à-dire dans la gamme du nanomètre,

²défini comme le rapport de la hauteur du motif sur la somme de la hauteur du motif et du piédestal

de nouvelles perspectives seraient alors ouvertes et il serait intéressant de poursuivre cette étude encore plus loin. La vitesse de notre technique sera en effet fortement limitée par le temps de réalisation d'un condensat de Bose-Einstein ce qui la rendra inopérante directement pour l'industrie. Nous pourrions donc essayer de contourner cet obstacle en combinant la bonne résolution de notre méthode avec une technique de lithographie classique plus rapide. Nous pouvons notamment imaginer que notre méthode serait avantageuse pour réaliser les moules des méthodes par nanoimpression. Des collaborations avec des groupes de recherches ou des industriels seraient alors indispensables pour continuer ce projet.

Comme de telles études nécessitent l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein du chrome, nous nous sommes concentrés pour l'instant sur la partie fondamentale des objectifs du projet³.

2.2 De nouvelles espèces pour la physique des atomes froids

L'existence de plusieurs isotopes stables avec des statistiques de natures différentes pour le chrome (voir tableau 2.1) en fait un candidat potentiel pour le mélange de gaz quantiques dégénérés. Nous nous intéressons plus particulièrement aux isotopes les plus abondants : l'isotope 52 qui est un boson et l'isotope 53 du chrome qui est un fermion.

Espèce	^{50}Cr	^{52}Cr	^{53}Cr	^{54}Cr
Abondance	4,35%	83,79%	9,50%	2,36%
Statistique	Bose-Einstein	Bose-Einstein	Fermi-Dirac	Bose-Einstein
Masse	$49,94 \text{ m}_u$	$51,94 \text{ m}_u$	$52,94 \text{ m}_u$	$53,93 \text{ m}_u$
Structure hyperfine	non	non	oui $\left(I = \frac{3}{2} \right)$	non

TAB. 2.1 – Propriétés des isotopes naturels du chrome

La présence d'un fermion est particulièrement intéressante parce qu'il y a peu d'espèces fermioniques concernées par le ralentissement laser⁴. L'abondance naturelle relativement élevée du ^{53}Cr est un autre atout puisqu'elle permet d'éviter la mise au point de processus d'enrichissement comme par exemple pour le ^{40}K [50]. Parmi les espèces fermioniques manipulables par refroidissement laser, le ^{53}Cr est moins abondant

³L'équipe dirigée par V. Lorent a lancé au LPL dans le cadre de l'opération Nanochrome une expérience d'holographie atomique sur du rubidium.

⁴ ^{3}He , le ^{6}Li , le ^{40}K , l' ^{171}Yb , l' ^{173}Yb , le ^{43}Ca , le ^{87}Sr et le ^{25}Mg

à l'état naturel que l'¹⁷¹Yb (14,3%) et l'¹⁷³Yb (16,1%), à peu près autant que le lithium ⁶Li (7,6%) mais nettement plus que le ⁴⁰K (0,01%). Le transfert du gaz de Fermi dans un réseau optique permettra des études de physique du solide dilué à paramètres ajustables (transition BCS...)

Au début de ce projet, le régime quantique avait été atteint pour huit espèces bosoniques⁵ et seulement deux espèces fermioniques⁶. Ainsi, moins d'une dizaine de groupes disposaient en 2002 d'une mer de Fermi dégénérée⁷.

L'extension du nombre d'espèces atomiques ayant atteint le régime quantique est déjà un enjeu important comme le prouve les travaux menés par plusieurs équipes sur le strontium [61]. D'ailleurs, à l'époque du choix de l'atome de chrome pour notre expérience, il n'était pas sûr que l'isotope bosonique majoritaire puisse être condensé. Il a été condensé depuis par l'équipe de Pfau en novembre 2004 [62]. Ajouter deux nouvelles espèces à l'ensemble du domaine de la physique ultrafroide est d'autant plus intéressant que le chrome devrait présenter des propriétés distinctes d'un gaz quantique d'alcalins à cause de son fort moment magnétique de $6 \mu_B$ comme exposé dans le paragraphe 2.3.

A cette incertitude sur le fait que le chrome puisse atteindre le régime de dégénérescence quantique, s'ajoutent deux difficultés techniques qui justifient que seulement deux groupes aient mené une expérience d'atomes froids sur cet atome. D'abord, la transition cyclante du chrome est à 425,5 nm ce qui limite les choix technologiques de sources lasers possibles. Puis, le chrome est un métal très réfractaire avec un point de fusion à une température de 2130 °K à la pression atmosphérique. Par comparaison, le rubidium a une température de fusion de 312 °K et celle du strontium est de 1040 °K. Afin d'avoir un flux suffisant d'atomes de chrome, nous aurons donc besoin d'un four à haute température ce qui constitue une première difficulté technologique comme le montre le paragraphe 3.1. De plus, cela rend impossible le chargement du piège magnéto-optique directement à partir d'une vapeur atomique comme cela a été démontré pour les alcalins dans le groupe de Wieman [63]. Le passage par un dispositif de ralentissement laser est indispensable. Ces complications expérimentales ne sont certes pas insurmontables mais ont contribué à rendre l'atome de chrome moins attractif que l'atome de rubidium pour lequel l'investissement en matériel est moins lourd.

L'isotope 52 du chrome a été refroidi dans des pièges magnéto-optiques. En effet, le chrome présente une structure atomique riche exploitable pour les expériences de refroidissement par laser. La figure 2.1 montre les niveaux d'énergie intervenant dans le refroidissement et le piégeage des atomes de ⁵²Cr et de ⁵³Cr. D'autres données, notamment sur la structure hyperfine du fermion peuvent être trouvées dans l'annexe A.

⁵le ⁸⁷Rb [22], le ⁸⁵Rb [51], le ⁷Li [23], le ²³Na [24], le ⁴¹K [52], le ¹³³Cs [53] mais aussi l'¹H [54], l'⁴He [55, 56] et l'¹⁷⁴Yb [57]

⁶le ⁴⁰K [29] et le ⁶Li [58]

⁷Plus récemment, l'hélium 3 métastable [59] et l'isotope 173 de l'Yb [60] ont atteint le régime de dégénérescence quantique.

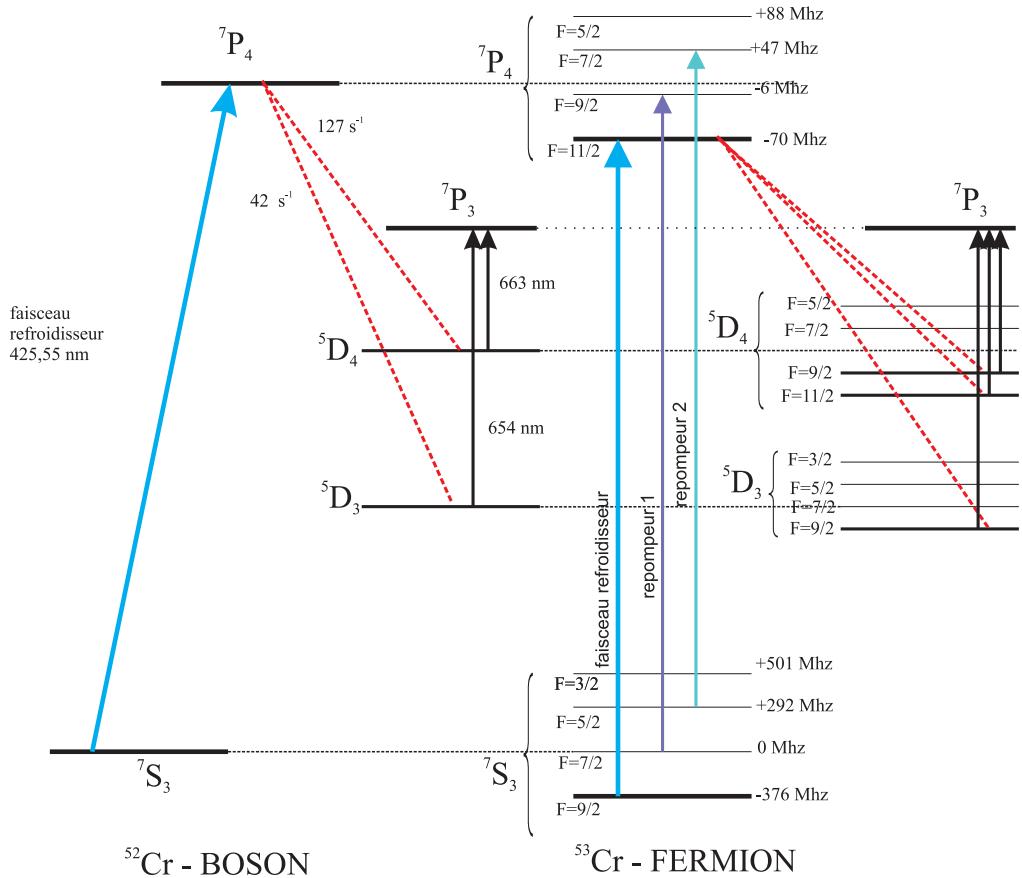


FIG. 2.1 – Schéma restreint aux niveaux atomiques du ^{52}Cr et du ^{53}Cr utilisés pour notre expérience. La transition optique fermée $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ à la longueur d'onde de 425,55 nm est utilisée pour le refroidissement et le piégeage des atomes. Deux repompeurs sont utilisés pour ramener les atomes des niveaux métastables $^5\text{D}_4$ et $^5\text{D}_3$ vers le fondamental via l'état $^7\text{P}_3$.

Il existe une transition électronique fermée entre le niveau fondamental $^7\text{S}_3$ et le niveau excité $^7\text{P}_4$ qui correspond à une longueur d'onde de 425,55 nm. Bien que la décroissance radiative des états excités ^7P soit dominée par la décroissance vers l'état fondamental, le niveau excité $^7\text{P}_4$ peut aussi se désexciter vers deux niveaux métastables qui ont une durée de vie assez longue ($\tau \succ 50$ s). La probabilité de cette transition interdite de spin vers les états métastables pour le boson vaut $\tau_{^7\text{P}_4 \rightarrow ^5\text{D}_4} = (127 \pm 14)$ s⁻¹ et $\tau_{^7\text{P}_4 \rightarrow ^5\text{D}_3} = (42 \pm 6)$ s⁻¹ [36].

Cette structure de niveaux particulière dite en Λ a une importance déterminante dans la suite puisque combinée au fort moment magnétique du chrome, elle permet d'étudier des schémas originaux de piégeage qui s'inscrivent dans la tendance à la simplification des procédures et des moyens expérimentaux mis en oeuvre pour atteindre le

régime quantique. Cela a amené l'équipe de Pfau à réaliser un piège magnétique chargé en continu grâce aux états métastables du chrome qui ont eux aussi un fort moment magnétique [64]. L'intérêt par rapport au schéma classique où on charge le piège magnétique directement à partir du piège magnéto-optique est l'absence de pertes liées à l'efficacité du transfert. Au contraire, il y a une augmentation du nombre d'atomes dans le piège magnétique par rapport au nombre d'atomes piégés dans le piège magnéto-optique. Ces états métastables permettent ainsi d'explorer de nouveaux schémas expérimentaux pour augmenter la densité dans l'espace des phases. C'est une partie des activités que veut mener le groupe [2].

De plus, comme peu d'expériences ont étudié l'espèce fermionique systématiquement, des résultats originaux sur la spectroscopie de cette espèce peuvent être trouvés dans ce domaine comme détaillé dans le chapitre 6. Nous avons ainsi déduit de notre expérience que le déplacement isotopique entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr vaut (16 ± 1) MHz. Le déplacement isotopique provient de la prise en compte d'effet de masse et d'effet de volume comme le rappelle la référence [65]. Nous avons aussi estimé la probabilité de transition de l'état $^7\text{P}_4$ vers les états métastables $^5\text{D}_3$ et $^5\text{D}_4$. Elle vaut 280 s^{-1} (avec une incertitude de 33% principalement due à des erreurs statistiques). Ce taux significativement plus grand que celui du boson n'était pas connu.

Notre originalité est d'avoir construit un dispositif qui piège à la fois l'isotope bosonique ^{52}Cr et l'isotope fermionique ^{53}Cr . L'étude systématique d'un piège magnéto-optique de ^{53}Cr est nouvelle ainsi que celle des collisions inélastiques dans un tel piège [1]. La condensation du chrome par l'équipe de Pfau nous conforte dans la possibilité d'obtenir une mer de Fermi dégénérée de l'isotope fermionique.

2.3 Un fort moment magnétique

Une particularité extrêmement intéressante de l'atome de chrome est liée à son fort moment magnétique. La plupart des expériences de refroidissement et de piégeage d'atomes menées jusqu'à présent utilisent des atomes alcalins, ayant une structure électronique simple, avec un seul électron de valence. Le chrome, qui est un élément de transition, a six électrons de valence, hybridés dans la configuration $3\text{d}^54\text{s}^1$ de l'état fondamental $^7\text{S}_3$. L'alignement du spin de tous ces électrons donne à l'atome un fort moment magnétique : $6 \mu_B$.

Un intérêt théorique croissant pour des interactions différentes de l'interaction de contact isotrope décrite par un pseudo-potentiel $\frac{4\pi a\hbar^2}{m}\delta(\mathbf{R}) = g\delta(\mathbf{R})$ (g étant la constante de couplage, à la longueur de diffusion en onde s) a émergé ces dernières années. En particulier, l'interaction dipôle-dipôle de type magnétique retient l'attention des théoriciens puisqu'elle est à longue portée et anisotrope (voir la figure 2.2).

L'interaction dipolaire s'exprime comme $V_{dd} = \frac{C_{dd}}{R^3} (1 - \cos(\theta)^2)$ avec θ l'angle entre \mathbf{R} et l'orientation du dipôle et $C_{dd} = \mu_m^2$ avec μ_m le moment magnétique de

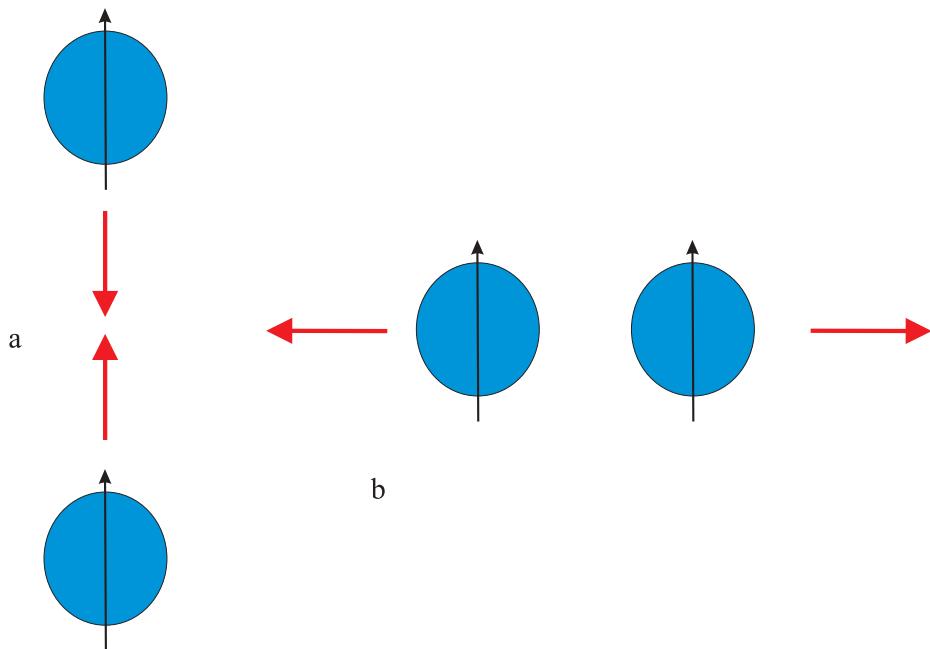


FIG. 2.2 – Anisotropie de l’interaction dipolaire. La figure a illustre le cas attractif et la figure b le cas répulsif.

l’atome. Le terme en $\frac{C_{dd}}{R^3}$ montre qu’il s’agit d’une interaction à longue portée alors que la présence du terme en $\cos(\theta)$ est le signe de son anisotropie.

Plusieurs systèmes physiques sont possibles pour l’observation des effets liés à cette interaction dipolaire : les molécules hétéronucléaires obtenues grâce à des techniques de refroidissement ou de photoassociation, les atomes de Rydberg plongés dans un fort champ magnétique, les gaz atomiques avec des dipôles induits par la lumière et des gaz atomiques avec des moments magnétiques permanents. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu’à ce dernier cas. Comme dans l’article [66], nous pouvons alors introduire une quantité $\eta = \frac{C_{dd}}{3g} = \frac{\mu_m^2}{12\pi\hbar^2a}$ qui caractérise la force de l’interaction dipolaire par rapport à celle de contact. Plus η est grand, plus les effets dipolaires sont importants. Les valeurs du paramètre η pour différents atomes sont données par le tableau 2.2.

Avec une interaction correspondant seulement à 16% en intensité de l’interaction de contact, il pourrait sembler à première vue que le chrome n’est pas le candidat adapté pour l’observation d’effets dipolaires. Ce n’est pas si simple pour plusieurs raisons. D’abord, bien qu’il ne soit pas le plus prometteur si l’on regarde le critère η , le chrome est pour l’instant le système ayant le η le plus grand avec lequel le régime de dégénérescence quantique a pu être atteint. Ensuite, cette valeur de η doit pouvoir

Etat atomique	Valeur du moment magnétique	η	Références
$^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb	$1 \mu_B$	0,007	[67]
état $^2S_{1/2}$ du ^{23}Na	$1 \mu_B$	0,004	[67]
état 7S_3 du ^{52}Cr	$6 \mu_B$	$0,159 \pm 0,034$	[67]
état 7S_3 du ^{50}Cr	$6 \mu_B$	0,36 si $a=40 a_0$	[66]
état $^8S_{7/2}$ du ^{151}Eu	$7 \mu_B$?	[68]

TAB. 2.2 – *Comparaison de plusieurs systèmes physiques pour les interactions dipolaires. Dans le cas de leuropium, la valeur de la longueur de diffusion n'étant pas connue, la valeur du paramètre η ne peut être déterminée.*

être augmentée. En effet, le groupe de Pfau a observé 14 résonances de Feshbach dans les collisions élastiques entre les atomes de ^{52}Cr ultrafroids polarisés [69] qui sont les premières pour un atome avec plus d'un électron sur la couche de valence. Or, des résonances de Feshbach [70, 71] permettent de contrôler expérimentalement la force et la nature attractive ou répulsive de l'interaction de contact entre atomes grâce à un champ magnétique externe. Une résonance de Feshbach se produit lorsqu'un niveau moléculaire lié à une énergie dégénérée avec l'énergie de collisions des atomes. Le groupe allemand a aussi fait une proposition théorique d'expérience avec des champs magnétiques variant dans le temps pour contrôler l'intensité de l'interaction dipolaire [72]. Enfin, expérimentalement, malgré cette valeur relativement faible pour η , l'équipe de Pfau a pu observé la nature anisotrope de l'interaction dipolaire en relâchant leur condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr d'un piège en forme de cigare. Elle a ainsi observé, dans des mesures de temps de vol, le changement du rapport d'aspect pour différentes orientations des dipôles atomiques dans le piège [73].

Néanmoins cette interaction complique aussi la démarche expérimentale puisqu'elle est la cause d'un fort taux de relaxation dipolaire qui empêche de refroidir le chrome dans un piège magnétique [74]. Un schéma de piégeage optique pour l'état minimal en énergie permet de contrer cette difficulté. Ainsi, l'équipe allemande a réussi à obtenir un condensat de ^{52}Cr en novembre 2004 [62] après transfert des atomes dans un piège optique et polarisation de l'échantillon dans l'état de spin de plus basse énergie. Quand nous aurons obtenu un condensat de Bose-Einstein de l'isotope 52, cette interaction permettra d'observer des propriétés originales.

Le cas de l'isotope fermionique ^{53}Cr est encore plus favorable. La présence d'une structure hyperfine dans l'état fondamental devrait amener un spectre riche de résonances de Feshbach. Enfin, en onde s, les fermions n'interagissant pas, les interactions dipôle-dipôle seront le terme d'interaction dominant. Dans le cas d'une mer de Fermi dégénérée de chrome, des comportements nouveaux sont donc attendus.

Première partie

Mise en place du dispositif expérimental

CHAPTER 3

Obtention d'un piège atomique de chrome

Le chrome étant solide à température ambiante, il est nécessaire de le sublimer dans un four à 1500 °C ce qui est technologiquement difficile à réaliser comme nous allons le voir dans la première partie de ce chapitre. Nous abordons ensuite le problème du vide. Puis, nous étudions le dispositif de ralentissement longitudinal du jet que nous utilisons c'est-à-dire le ralentisseur Zeeman ainsi que le dispositif de refroidissement transverse qui permet d'augmenter la proportion d'atomes arrivant dans la zone de capture du piège magnéto-optique. Enfin, la réalisation des champs magnétiques utilisés sur l'expérience est décrite.

3.1 La source atomique

Un défi technologique

Une source de chrome s'avère délicate à mettre en oeuvre parce que le chrome forme des eutectiques¹ avec la plupart des matériaux utilisés pour la construction des fours à haute température, notamment le tantalum et le tungstène.

De plus, sans savoir si cela était possible à cause de l'effet de la gravité qui fait fléchir les filaments de chauffage et peut ainsi provoquer des courts-circuits, nous avons voulu réaliser un four fonctionnant à l'horizontal. En effet, si certains fours, par exemple dans le domaine de l'épitaxie, sont dans un plan horizontal, ils fonctionnent à des températures moindres, typiquement 1200 °C alors que la température de notre four est plus élevée. Cette configuration est plus pratique par rapport à une autre où le jet atomique ne serait pas horizontal.

Le choix de la température de travail est un élément important puisqu'il détermine à la fois le flux d'atomes du jet effusif et la durée de vie de la cellule d'évaporation. Cette détermination s'est faite expérimentalement. Ainsi, au fil des expériences, nous avons progressivement augmenté la température de fonctionnement du four de 1400 °C à 1500 °C. Cette dernière température constitue un bon compromis permettant d'obtenir un flux suffisant tout en assurant une durée de vie de la cellule convenable. Nous ignorons cependant si ce flux sera suffisant pour atteindre le régime quantique pour le ^{52}Cr et le ^{53}Cr .

¹mélange d'au moins deux corps purs ayant une température de fusion plus basse que chacun des corps qui le compose

Description du four

Notre cellule d'évaporation est une cellule commerciale² constituée d'un creuset en tantale et de deux filaments en tungstène ce que montre la figure 3.1. Un thermocouple composé de tungstène et de rhénium mesure la température atteinte. Cette cellule peut en théorie fonctionner jusqu'à 2000 °C. Comme le chrome réagit avec le tantale et le tungstène à haute température, le barreau de chrome cylindrique de 20 g et pur à 99,7% de diamètre 8 mm et de longueur 64,8 mm que nous utilisons ne doit pas être mis en contact avec le creuset. Il se place ainsi dans un insert lui-même inclus dans le creuset. La recherche d'un matériau adapté pour l'insert qui ne réagisse ni avec le chrome ni avec le creuset est décrite dans le paragraphe suivant. Ce choix a été une des principales difficultés pour la construction de ce four.

La température du four est maîtrisée par un microcontrôleur contrôlée par un correcteur proportionnel-intégrateur-dérivateur grâce à une tension de commande. Ce microcontrôleur permet de réaliser des rampes de température. Ainsi, au repos, notre four fonctionne à 1000 °C et une rampe de trois heures permet de l'amener à sa température de fonctionnement de 1500 °C. Enfin, une sécurité a été mise en place pour assurer qu'une coupure de courant ne fasse pas redescendre brutalement la température. En effet, une chute brutale de la température peut endommager de manière irréversible le creuset ou l'insert (« choc thermique »).

Un bouclier thermique refroidi par eau maintient l'enceinte extérieure du four à une température modérée de 50 °C. Deux ouvertures définissent la direction du faisceau atomique : la première de diamètre 2 mm termine la source effusive tandis que la seconde de diamètre 4 mm se trouve à 5 cm de la zone d'émission. L'ajustement fin de l'orientation du faisceau atomique pour qu'il reste aligné tout au long du ralentisseur Zeeman est réalisé au moyen d'une platine sur laquelle le four est fixé en optimisant le signal de fluorescence des atomes piégés dans le piège magnéto-optique. Enfin, le jet atomique peut être bloqué en 200 ms grâce à un obturateur mécanique commandé par un moteur pas à pas.

Les différents essais de matériaux

La société Addon fournit des inserts en alumine (Al_2O_3) avec la cellule à haute-température. Mais, nos collègues du NIST (McClelland) et de l'université de Stuttgart (Pfau) nous ont conseillé d'éviter de mettre le chrome et l'alumine en contact. Ainsi, nous avons d'abord essayé la combinaison creuset en tantale et insert en zircone³ (ZrO_2) stabilisé par l'oxyde de calcium (CaO). Un essai à vide sans chrome réalisé à 1600 °C nous a montré que le zircone et le tantale réagissent ensemble ce qui rend l'insert cassant. Comme, par ailleurs, le même essai à vide avec un insert en alumine a montré

²Après avoir testé un four de la société APRIM'Vide qui s'est avéré défectueux (problème de faux contacts à haute température), la cellule utilisée par notre expérience est fabriquée par la société Addon.

³réalisé par Keratec

qu'il n'y a pas de réaction notable entre l'alumine et le tantale, nous avons choisi cette combinaison malgré les mises en garde de nos confrères. Lorsque nous avons mis un barreau de chrome, nous avons obtenu un jet thermique de chrome.

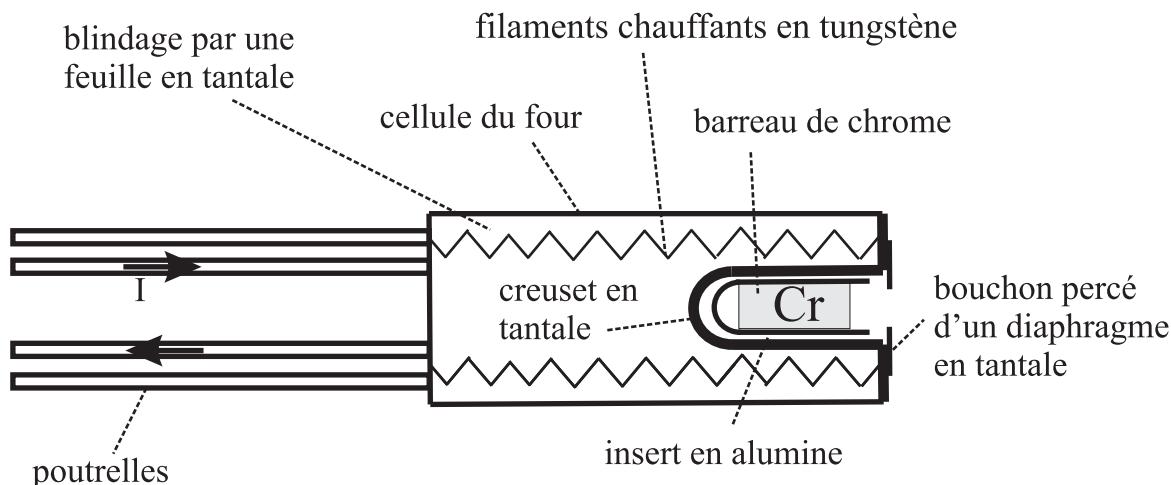


FIG. 3.1 – Schéma du four utilisé pendant un an. Le couple tantale-alumine a été remplacé par le couple tungstène-zircone.

Ce four a fonctionné pendant environ un an, période au bout de laquelle une panne s'est produite dont nous ignorons la cause exacte. Un changement brutal de la résistance des filaments a été observé comme le montre la figure 3.2. A l'examen du four, nous avons constaté qu'environ 2/3 du volume de l'insert est rempli par une poudre très peu dense (1 g seulement) de couleur rose, l'autre tiers étant du chrome. De plus, au milieu de l'insert, l'épaisseur est nettement rétrécie et l'alumine est devenue grise. Nous soupçonnons qu'une réaction entre le chrome et l'alumine a eu lieu donnant de la poudre de rubis. Par ailleurs, le creuset est déformé sous l'effet de la gravité ce qui laisse penser à un effet de fluage.

Comme entre temps, nous avons trouvé un fournisseur qui réalise des creusets en tungstène⁴ aux dimensions fixées par le client, nous avons essayé une troisième combinaison avec le zircone pour l'insert et le tungstène pour le creuset. Un bouchon en zircone percé d'un trou de diamètre 2 mm est collé sur l'insert en zircone grâce à une colle adhésive haute température⁵. Cette colle peut être utilisée jusqu'à 2200 °C ce qui la rend adéquate pour notre application. Ce four a été installé en novembre 2006 et fonctionne sans problème depuis cette date. C'est d'ailleurs la solution choisie par le groupe de Pfau [36].

⁴fabriqué en Chine et distribué par la société française Neyco

⁵904 Zirconia de la marque Cotronics

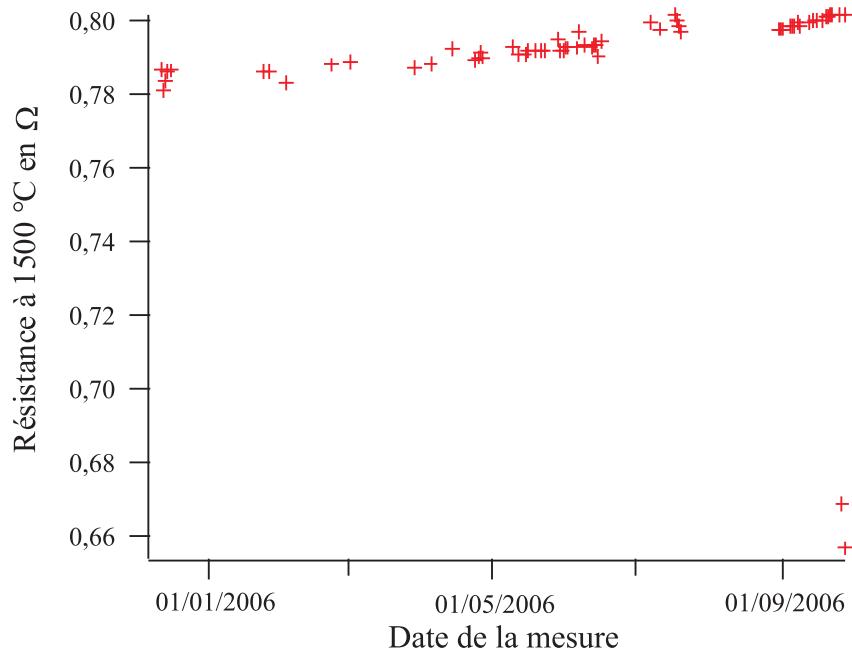


FIG. 3.2 – *Evolution temporelle de la résistance du four. L’augmentation progressive de la résistance s’accompagne d’un accroissement de la puissance délivrée par l’alimentation du four. Nous attribuons ce phénomène à un fléchissement des filaments dû à la gravité ce qui diminue l’efficacité du transfert de chaleur. Il faut chauffer plus pour obtenir la même température du chrome. Les deux derniers points où nous mesurons une résistance de l’ordre de $0,65 \Omega$ correspondent au changement brutal de résistance.*

3.2 Le système de vide

Les expériences de physique du domaine des atomes froids s’effectuent en environnement ultravide afin de minimiser les collisions avec le gaz résiduel présent dans l’enceinte expérimentale. L’ultravide correspond à une pression inférieure à 10^{-9} mbar. Pour nos applications, il faut descendre jusqu’à une pression de l’ordre de 10^{-11} mbar dans la chambre d’expérience. Je vais décrire d’abord le dispositif expérimental, donnerai ensuite quelques indications sur la construction de ce dispositif et, enfin, je commenterai les performances atteintes.

3.2.1 Description du dispositif choisi

Le système de vide se compose de trois parties : le four, le ralentisseur Zeeman et la chambre expérimentale. Elles peuvent être isolées les unes des autres par des vannes pneumatiques comme le montre la figure 3.3. Chaque vanne se ferme automatiquement lorsque la valeur de la pression détectée est trop haute dans une des chambres. Je vais expliquer nos choix pour chacune de ces trois parties en montrant que le pompage est

assuré par des combinaisons de différentes pompes.

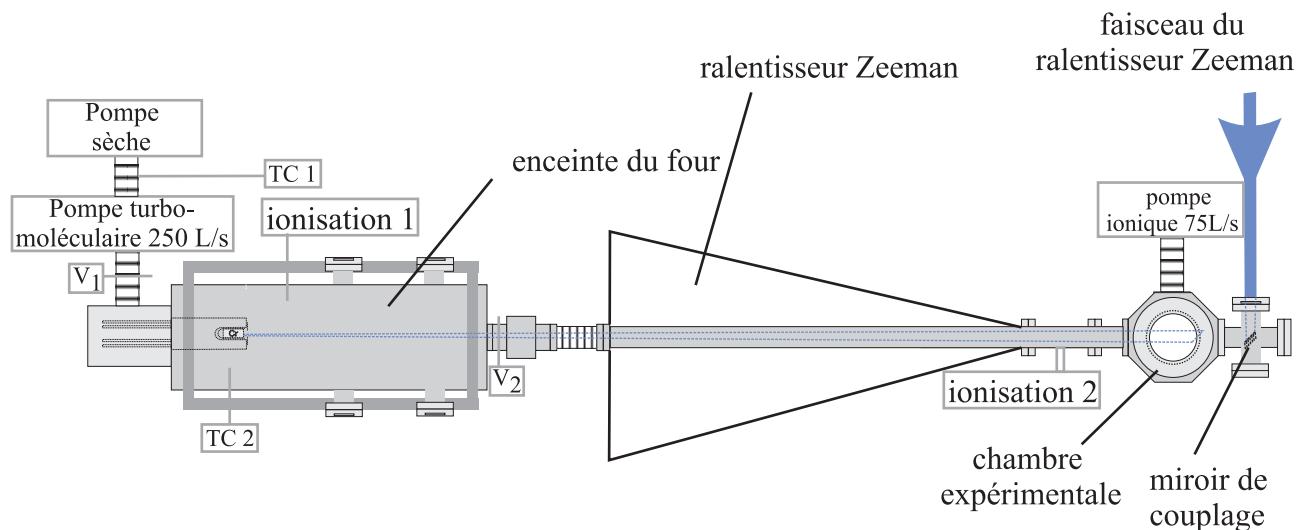


FIG. 3.3 – Schéma complet du dispositif. Le montage comprend trois étages : le four, le tube du ralentisseur Zeeman et la chambre expérimentale. Un miroir sous ultravide permet de coupler le faisceau du ralentisseur Zeeman. Les abréviations TC et V désignent respectivement les appareils suivants : jauge à thermocouple et vanne.

L'enceinte du four

Une pompe turbomoléculaire⁶ d'une capacité de pompage 250 L.s^{-1} prépompée par une pompe primaire sèche⁷ assure le vide dans l'enceinte contenant le four décrit dans la partie 3.1. L'intérêt de ce système est d'éviter les problèmes de pollution par l'huile des pompes à diffusion. Les vibrations mécaniques sont atténuées par un soufflet amortisseur⁸ placé entre la pompe turbomoléculaire et le four. La pression est contrôlée par trois jauge : deux jauge à thermocouple⁹ au niveau de la pompe primaire et de l'enceinte du four et une jauge à ionisation¹⁰ pour mesurer la pression dans l'enceinte qui contient le four.

La chambre expérimentale

Le choix d'une cellule expérimentale se fait selon plusieurs critères. Elle doit disposer d'un maximum d'accès optique pour un minimum d'encombrement spatial. La

⁶modèle Navigator V301 de la marque Varian

⁷modèle SH-100 de chez Varian

⁸référence 9699334 de la marque Varian

⁹modèle 801 de la marque Varian (pompe à spirale)

¹⁰modèle 1-800-8 de la marque Varian

qualité de ces ouvertures doit être telle qu'elle déforme peu le front d'onde des faisceaux qui arrivent sur les atomes. Les surfaces de verre doivent aussi être traitées antireflet pour éviter les réflexions multiples dans la chambre expérimentale. Les matériaux qui composent la cellule doivent permettre un étuvage à plus d'une centaine de degrés et d'atteindre l'ultraviolette. Notre choix s'est porté sur une chambre d'expérience métallique octogonale commerciale¹¹ avec huit hublots de type CF 40¹² dans le plan horizontal et deux hublots de type CF 100 pour permettre le couplage des faisceaux lasers verticaux. Quatre des hublots de type CF 40 situés dans le plan horizontal ont reçu un traitement antireflet large bande 400-600 nm sur chaque face pour réduire les réflexions parasites. Deux hublots CF 40 et les deux hublots pour le couplage vertical ont reçu un traitement pour trois longueurs d'onde : 425 nm, 532 nm et 1075 nm. Il est impossible de disposer un hublot en verre dans l'axe de propagation du faisceau atomique car le chrome viendrait s'accumuler sur le verre en provoquant des dépôts métalliques qui empêcheraient l'accès optique. De ce fait, le couplage du faisceau du ralentisseur Zeeman se fait grâce à un miroir métallique en aluminium placé dans la chambre expérimentale. Cet élément optique réalisé par l'atelier d'optique du laboratoire est situé dans une croix comme le montre la figure 3.3. Ce miroir se couvre d'une couche de chrome réfléchissant (coefficients de réflexion d'environ 0,8) au cours du temps ce qui dégrade ses propriétés d'une manière peu prévisible. Nous espérons toutefois que ce dépôt est homogène. Par ailleurs, cette couche de chrome pose des problèmes pour la polarisation de la lumière comme nous le verrons dans le paragraphe 3.3.4.

Une combinaison de pompes est employée pour la chambre expérimentale. Une pompe ionique¹³ de vitesse de pompage 75 L.s^{-1} peut ioniser beaucoup de gaz pour les attirer vers sa cathode. Cette pompe étant notamment inefficace pour le H_2 , une pompe à sublimation de titane est utilisée périodiquement (tous les quatre mois environ) en envoyant un courant électrique de 48 A pendant une minute dans un des trois filaments en alliage de titane-molybdène qui la composent. Le titane ainsi sublimé couvre les parois internes de la cellule expérimentale d'une fine couche de titane qui adsorbe certains gaz dont l' H_2 . Ces deux pompes ne produisent pas de vibrations mécaniques et requièrent peu d'entretien. Un des inconvénients est le champ magnétique créé par la pompe ionique qu'il faut compenser comme nous le verrons dans le paragraphe 3.5.

Une jauge Bayard-Alpert que nous n'avons pas pu placer directement sur l'octogone pour des raisons d'encombrement mesure la pression dans l'enceinte à vide. Du fait de sa position, elle indique une valeur légèrement surestimée de la pression.

Le ralentisseur Zeeman : un tube différentiel

Le tube du ralentisseur Zeeman relie le four à la chambre d'expérience. Du fait de sa longueur (1 m) et de son faible diamètre intérieur (14 mm) comme le montre la

¹¹modèle MCF600-S0200800-A de la marque Kimble

¹²hublot de la gamme Standard series de la marque Caburn

¹³VacIon Plus 75 de la marque Varian

figure 3.4, le tube du ralentisseur Zeeman peut servir de tube différentiel c'est-à-dire assurer un vide bien meilleur du côté du piège atomique que du côté du four. Comme nous redoutions que la pression soit de l'ordre de 10^{-8} mbar pour un four fonctionnant à 1500 °C, nous pensions qu'il fallait encore améliorer cet effet. Ainsi, un tube de section plus petite a été inséré à l'intérieur du tube du ralentisseur. Le diamètre dans la section principale du tube vaut 14 mm et celui dans la section réduite 9 mm. Le rapport de pression P_1/P_2 respectivement avant et après le tube est de l'ordre de 400 en régime moléculaire, ce qui permet de travailler à $P_2 < 10^{-10}$ mbar même si $P_1 \approx 10^{-8}$ mbar.

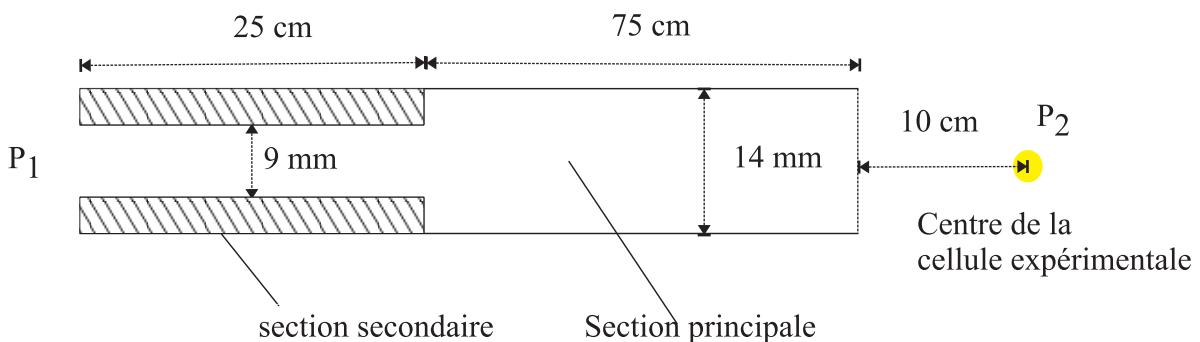


FIG. 3.4 – Schéma mécanique du tube ralentisseur Zeeman. Ce tube fait le lien entre l'enceinte du four où la pression vaut P_1 et la chambre d'expériences où la pression vaut P_2 . Le petit diamètre de la section secondaire améliore encore l'effet de tube différentiel réalisé par le tube du ralentisseur entre les deux enceintes.

3.2.2 Mise en place du système ultravide

Lors de l'assemblage du système ultravide, de grandes précautions doivent être prises pour ne pas polluer les éléments (nettoyage à l'acétone de chaque élément, utilisation de gants en latex et de papier aluminium...). Chaque face de la chambre expérimentale reçoit un hublot maintenu par une bride circulaire en inox. L'étanchéité est réalisée par un joint en cuivre écrasé entre la bride et la chambre.

Une fois que chaque élément a été assemblé, des tests à l'acétone et au détecteur de fuite à l'hélium ont été réalisés pour traquer les fuites résiduelles. Pour faire dégazer l'ensemble, nous l'avons étuvé à 150 °C pendant deux semaines. Nous avons utilisé des cordons chauffants et l'effet Joule dans les bobines du ralentisseur Zeeman et nous nous sommes assurés d'une homogénéité relative de la température au moyen de nombreux thermocouples disposés en divers points du montage.

3.2.3 Performances atteintes

Lorsque le four fonctionne à une température de 1500 °C, la pression est étonnamment basse par rapport à ce que nous attendions. Nous mesurons une pression dans l'enceinte du four s'élevant seulement à 2.10^{-10} mbar. Ce phénomène s'explique par les propriétés adsorbantes du chrome neuf. D'ailleurs, à l'allumage du four, la pression est plus élevée (quelques 10^{-9} mbar) et ce n'est que progressivement qu'elle descend à cette basse pression au fur et à mesure que du chrome frais se dépose sur les parois de l'enceinte.

De ce fait, la pression atteinte dans l'enceinte à vide n'est pas limitée par la pression dans l'enceinte du four. Le fait que l'ouverture ou la fermeture de la vanne 2 ne change pas la pression du four en constitue une preuve expérimentale. Ainsi, la pression finale dans la cellule expérimentale résulte de l'équilibre entre la vitesse de pompage des différentes pompes et le dégazage des différents éléments sous vide. Nous parvenons dans la cellule expérimentale à une pression de 7.10^{-11} mbar.

3.3 Le ralentisseur Zeeman

Nous avons vu dans la paragraphe 1.3 que l'utilisation de la force de pression de radiation permet de réduire la vitesse des atomes. Notre dispositif comprend un ralentisseur Zeeman qui exploite ce principe. Après avoir justifié son emploi, nous expliquons les raisons du choix de cette méthode parmi celles qui existent. Nous allons détailler ensuite comment les caractéristiques de notre ralentisseur c'est-à-dire la longueur du tube et le profil de champ ont été choisies. Nous abordons alors les problèmes liés à la structure hyperfine du ^{53}Cr qui nécessitent un repompeur spécifique. Enfin, nous traitons de la réalisation pratique de ce dispositif. La génération du faisceau ralentisseur est étudiée au chapitre 4. Les performances expérimentales de ce dispositif sont étudiées dans le chapitre 6.

3.3.1 Nécessité d'un ralentissement laser

Dans un jet effusif, la probabilité $P(v)$ de trouver un atome à la vitesse v est proportionnelle à $v^3 \cdot \exp(-\frac{v^2}{\alpha^2})$ où $\alpha = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ [75]. De ce fait, la vitesse la plus probable v_{prob} des atomes dans le jet effusif est alors donnée par $v_{\text{prob}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$ en notant m la masse d'un atome et T la température du four [75]. Ainsi, la vitesse la plus probable des atomes en sortie de notre four vaut $v \approx 920 \text{ m.s}^{-1}$ pour $T=1500$ °C. La plage de capture d'un piège magnéto-optique étant de l'ordre de quelques dizaines de m.s^{-1} , il est nécessaire de ralentir ces atomes pour en produire un nombre suffisant avec une vitesse inférieure à la vitesse de capture.

3.3.2 Choix d'un dispositif de ralentissement laser

La technique pour exploiter la force radiative est d'utiliser un faisceau, contrepropageant par rapport au jet, qui soit résonnant avec la transition atomique. Mais les atomes, au fur et à mesure de leur ralentissement, voient la fréquence du laser varier en raison de l'effet Doppler.

Il existe différentes méthodes expérimentales pour résoudre cette difficulté :

- *le balayage en fréquence (chirp)* qui consiste à changer la fréquence du laser. Ce n'est pas la méthode retenue parce qu'elle ne fait ralentir les atomes que par bouffées et non en continu.
- *le ralentisseur Zeeman (Zeeman slower)* : Ce dispositif assure que le laser est résonant avec la transition fermée tout au long du tube en compensant l'effet Doppler qui accompagne la décélération des atomes par un effet Zeeman créé par un champ magnétique dépendant de la position. Cette méthode fonctionne en continu.

3.3.3 Détermination des paramètres du ralentisseur Zeeman

Il faut déterminer la longueur du tube ainsi que le profil de champ adapté ce qui nécessite un modèle quantitatif venant compléter l'approche qualitative du paragraphe 1.3.

Approche quantitative du ralentissement laser

Dans le cadre simple du modèle de l'atome à deux niveaux [7], les équations de Bloch optiques permettent de traiter de manière quantitative l'interaction de la lumière avec un atome. Celle-ci se décompose en deux forces de nature distincte, l'une conservative et l'autre non. La force réactive correspond au potentiel optique traité dans le paragraphe 1.3. La force dissipative est la force de pression de radiation que nous étudions. Le module de la force qui s'exerce sur les atomes lors du ralentissement laser est ainsi donné par :

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \frac{\delta_{\text{total}}^2}{\Gamma^2}} \quad (3.1)$$

Γ est la largeur naturelle de l'état excité pour la transition considérée.

s est le paramètre de saturation défini par $s = \frac{I}{I_{\text{sat}}}$ avec I l'intensité du laser et I_{sat} l'intensité de saturation.

δ_{total} comprend plusieurs termes : $\delta_{\text{total}} = \delta + kv - \frac{\mu_B B}{\hbar}$; $\delta = \omega_{\text{laser}} - \omega_{\text{atome}}$ est le désaccord de la pulsation du laser ω_{laser} par rapport à la pulsation de la transition atomique ω_{atome} . Le terme kv correspond à l'effet Doppler qui apparaît à cause du mouvement de l'atome. Le dernier terme donne l'effet Zeeman créé par un champ d'amplitude B .

Pour une intensité grande devant l'intensité de saturation et lorsque $\delta_{\text{total}} = 0$, il y a égalisation des populations dans l'état fondamental et dans l'état excité. Dans ce cas seulement, la force est maximale et vaut $\vec{F} = \hbar k \frac{\Gamma}{2}$ ce qui permet de retrouver l'approche qualitative de l'équation 1.3. C'est le ralentisseur Zeeman qui nous permet de garantir que c'est toujours la force (quasi-)maximale qui est utilisée pour ralentir les atomes de chrome grâce à un profil de champ adapté.

Choix du profil de champ

Selon la polarisation du faisceau laser utilisé pour le ralentisseur Zeeman, le sens de variation du profil de champ adapté est différent : d'amplitude croissante pour σ^- et décroissante pour σ^+ . Nous avons choisi un profil de champ décroissant, passant d'une valeur positive à une valeur négative pour quatre raisons. Dans cette configuration, le champ magnétique résiduel dans la chambre expérimentale est plus faible parce que le champ magnétique maximal est du côté de l'enceinte du four. Le piège magnéto-optique est ainsi situé le plus près possible du ralentisseur Zeeman pour obtenir le taux de chargement le plus élevé (réduction des pertes dues à l'expansion transverse à la fin du ralentisseur). De plus, nous avons choisi un profil de champ passant par zéro. Ainsi, le champ magnétique maximal nécessaire est plus faible ce qui permet d'utiliser moins de courant électrique et donc des alimentations moins onéreuses et de réduire le chauffage. De plus, cela permet de désaccorder le laser de ralentissement pour éviter d'être résonant avec le piège magnéto-optique et ainsi de le perturber. Enfin, un tel choix rend possible une extraction propre avec une vitesse bien définie (voir la référence [77]).

Expression du profil de champ adapté

Tout au long du ralentissement, on veut que la force F liée à la pression de radiation soit maximale. Or, d'après l'équation 3.1, celle-ci est maximale lorsque nous avons $\delta_{\text{total}} = 0$ ce qui correspond à :

$$\delta + kv - \frac{\mu_B B}{\hbar} = 0 \quad (3.2)$$

Dans ce cas, l'accélération est constante et maximale, elle vaut :

$$a_{\text{max}} = \frac{F_{\text{max}}}{m} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \frac{s}{1+s} \quad (3.3)$$

Pour des raisons de stabilité, il est préférable de ne pas travailler à l'accélération maximale mais un peu en dessous. Nous définissons ainsi l'accélération effective à laquelle notre ralentisseur Zeeman va fonctionner, a_{eff} , grâce à un paramètre η tel que :

$$a_{\text{eff}} = \eta a_{\text{max}} \quad (3.4)$$

En appliquant le théorème de l'énergie cinétique à un atome dont la vitesse initiale correspond à la vitesse de capture v_{capt} et dont la vitesse à l'instant t où il est à l'abscisse z est $v(z)$, on obtient :

$$\frac{1}{2}mv(z)^2 - \frac{1}{2}mv_{\text{capt}}^2 = -ma_{\text{eff}}z \quad (3.5)$$

Donc $v(z)$ s'exprime sous la forme $v(z) = \sqrt{v_{\text{capt}}^2 - 2a_{\text{eff}}z}$

Soit v_f la vitesse finale de l'atome. Nous pouvons réécrire l'expression précédente sous la forme :

$$v(z) = \sqrt{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2} \sqrt{\frac{v_{\text{capt}}^2}{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2} - \frac{2a_{\text{eff}}}{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2}z} \quad (3.6)$$

D'après la condition 3.2, on en déduit que le champ inhomogène optimal est décrit par la formule :

$$B(z) = \frac{\hbar k \sqrt{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2}}{\mu_B} \sqrt{\frac{v_{\text{capt}}^2}{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2} - \frac{2a_{\text{eff}}}{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2}z} + \frac{\hbar \delta}{\mu_B} \quad (3.7)$$

ce qui peut se réécrire sous la forme générale suivante :

$$B(z) = B_0 \sqrt{\frac{v_{\text{capt}}^2}{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2} - \frac{z}{L}} + B_1 \quad (3.8)$$

$$\text{avec } B_1 = \frac{\hbar \delta}{\mu_B}, B_0 = \frac{\hbar k \sqrt{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2}}{\mu_B} \text{ et } L = \frac{v_{\text{capt}}^2 - v_f^2}{2a_{\text{eff}}}.$$

Choix des paramètres du ralentisseur Zeeman

Nous désirons que les atomes aient une vitesse finale de $v_f = 40 \text{ m.s}^{-1}$.

Nous avons choisi $L = 0,90 \text{ m}$ pour des raisons d'encombrement sur la table et pour rendre la tâche de bobinage moins pénible. Nous avons choisi un paramètre de sécurité « classique » de $\eta = 0,85$. Pour un paramètre de saturation s'élevant à $s = 2,5$, nous pouvons en déduire $v_c = 550 \text{ m.s}^{-1}$. On en déduit la valeur de B_0 qui vaut $B_0 = \frac{\hbar k v_{\text{depart}}}{\mu_B} = 935 \text{ G.}$

Par ailleurs, nous avons choisi d'utiliser un laser désaccordé de -450 MHz par rapport à la transition. Ce choix permet d'obtenir un $B_{\text{MAX}} > 0$ et un $B_{\text{MIN}} < 0$. Ce dernier ne doit pas être trop négatif pour ne pas « contaminer » le piège magnéto-optique, ni trop petit en valeur absolue pour bien faire décrocher les atomes du ralentisseur Zeeman et avoir une vitesse finale bien définie. D'où la valeur de B_1 qui vaut $B_1 = \frac{\hbar \delta}{\mu_B} = -320 \text{ G.}$

Ainsi, pour notre expérience, le profil qu'aura le bobinage correspondra aux valeurs $B_0 = 935$ G, $B_1 = -320$ G et $L = 0,90$ m.

Pour la réalisation expérimentale des bobines, il est important de connaître aussi les valeurs $B_{MAX} = B(0)$ et $B_{MIN} = B(L)$. En remplaçant dans l'équation 3.8, nous obtenons $B_{MAX} = B_0 + B_1$ ainsi que $B_{MIN} = \frac{\hbar k v_f}{\mu} B_0 + B_1$. D'où, $B_{MAX} = 615$ G et $B_{MIN} = -250$ G.

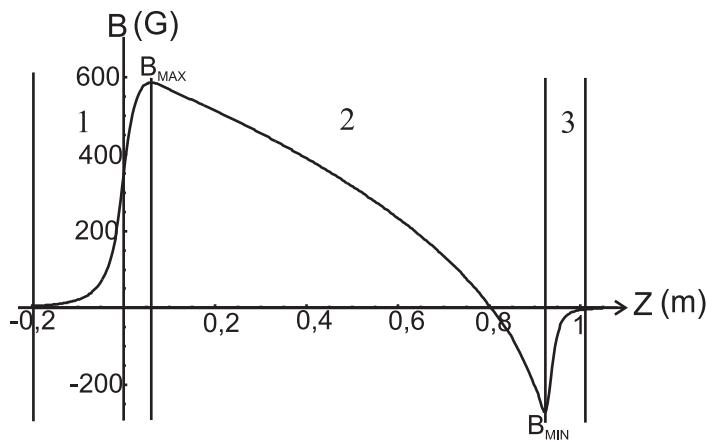


FIG. 3.5 – Profil de champ expérimental du ralentisseur Zeeman

Ce profil est composé de trois parties comme le montre la figure 3.5 : la zone 1 où le champ atteint rapidement sa valeur maximale B_{MAX} , la zone 2 avec une décroissance lente vers B_{MIN} et enfin la zone 3 de décroissance à 0.

3.3.4 Le ralentisseur Zeeman pour le fermion

Du fait de sa structure hyperfine, le ralentissement laser est plus complexe pour l'espèce fermionique. En effet, pour un champ magnétique de 25 G, les états propres correspondant aux états excités $|F' = 11/2, m'_F = 11/2\rangle$ et $|F' = 9/2, m'_F = 7/2\rangle$ à champ nul sont dégénérés. Ce mauvais croisement implique que si le faisceau laser est partiellement polarisé σ^- , il va dépomper les atomes de ^{53}Cr vers l'état $F = 7/2$. La présence sur le trajet du faisceau d'un miroir métallique où des dépôts de chrome se forment comme décrit dans le paragraphe 3.2.1 laisse supposer que notre faisceau pour le ralentisseur Zeeman ne sera pas parfaitement polarisé σ^+ . Des calculs de pompage optique montrent que si 10% de la puissance du ralentisseur Zeeman est polarisée σ^- , 20% des atomes sont perdus. Un repompeur est donc nécessaire au niveau de ce mauvais croisement. Nous verrons dans le paragraphe 4.5 comment ce faisceau est généré.

3.3.5 Le chauffage transverse du faisceau atomique

Nous n'avons pas tenu compte jusqu'à présent de la nature aléatoire de l'émission spontanée qui amène un chauffage quand le faisceau atomique est ralenti par un laser

contrepropageant [78]. Cet effet se traduit par une diffusion transverse des atomes ainsi que par l'acquisition d'une vitesse transverse. Ce paragraphe donne une idée quantitative de ces phénomènes.

Soient v_i la vitesse longitudinale initiale et v_f la vitesse longitudinale finale atteinte après un temps t par le faisceau atomique. Le nombre de photons absorbé entre $t=0$ et t vaut $N(t) = \frac{v_i - v_f(t)}{v_{\text{recul}}}$.

Les valeurs moyennes des carrés des déplacements transverses $x_{x,y}$ sont données par l'expression extraite de la référence [78] : $\langle x^2(t) \rangle = \frac{3}{10} v_{\text{recul}}^2 N(t) \frac{t^2}{3}$. Nous en déduisons la relation :

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{1}{10} (v_i - v_f(t)) v_{\text{recul}} t^2 \quad (3.9)$$

La référence permet aussi de calculer les valeurs moyennes des carrés des composantes des vitesses $v_{x,y}$ qui sont données par $\langle v_{x,y}^2(t) \rangle = \frac{9}{10} \frac{v_{\text{recul}}^2}{3} N(t)$ soit la relation :

$$\langle v_{x,y}^2(t) \rangle = \frac{3}{10} (v_i - v_f(t)) v_{\text{recul}} \quad (3.10)$$

Ainsi, un atome de chrome ralenti de 500 m.s^{-1} sur une distance de 90 cm aura effectué un déplacement quadratique moyen dans la direction transverse de 1,7 mm et aura acquis une vitesse quadratique moyenne transverse de $1,64 \text{ m.s}^{-1}$. Si nous supposons de plus que les atomes capturés par le piège magnéto-optique ont une vitesse longitudinale de 30 m.s^{-1} , l'atome mettra 3,3 ms pour parvenir au piège magnéto-optique en sortant du tube du ralentisseur Zeeman. Durant ce temps, du fait de leur vitesse quadratique moyenne transverse acquise, l'atome se sera écarté de 5,4 mm par rapport au centre du piège magnéto-optique. Les faisceaux du piège magnéto-optique ayant un rayon de l'ordre d'un centimètre, l'atome a une forte probabilité d'être capturé par le piège magnéto-optique. Le chauffage transverse a donc certainement peu de conséquences.

3.3.6 Réalisation pratique du ralentisseur Zeeman

Le tube du ralentisseur Zeeman ainsi que le tube différentiel ont été réalisés par la société MECA 2000. Le choix des alimentations et des bobinages a été fait selon des critères similaires à la construction de toute bobine. Comme je n'ai pas réalisé celui du ralentisseur Zeeman¹⁴, j'ai préféré détailler les choix à effectuer sur des bobines que j'ai réalisées (voir la section 3.4). Le bobinage de ce ralentisseur Zeeman comprend trois bobines de fil en cuivre dont deux de petit diamètre afin d'obtenir une petite zone de décroissance finale. Le piège magnéto-optique peut ainsi être réalisé à 10 cm de la fin du

¹⁴C'est principalement le fruit du travail d'Etienne Maréchal

tube du ralentisseur Zeeman. La photographie 3.6 illustre le bobinage de ce ralentisseur Zeeman.



FIG. 3.6 – *Photographie du bobinage*

Ces bobines sont refroidies par eau. Une sécurité d'eau similaire à celle décrite dans le paragraphe 3.5 permet d'arrêter l'alimentation¹⁵ du courant des bobines en cas de coupure d'eau.

3.4 Le refroidissement transverse du jet

Un dispositif de refroidissement transverse à une dimension a été mis en place en sortie du four comme le montre la figure 3.7. Il permet d'augmenter la proportion d'atomes ralentis par le ralentisseur Zeeman et donc le taux de chargement du piège magnéto-optique.

Les faisceaux lasers utilisés pour ce refroidissement sont issus des faisceaux refroidisseurs des pièges magnéto-optiques comme nous verrons dans la partie 4.5. Ils sont donc désaccordés vers le rouge de $2,5 \text{ G}$. Il est bien connu que le refroidissement transverse marche mieux pour une valeur du désaccord plus proche de résonance, typiquement égale à Γ . Nous avons donc mis en place des bobines permettant par effet Zeeman de rapprocher le faisceau de résonance. Elles doivent permettre de compenser $1,5 \text{ G}$ environ, c'est-à-dire 6 G .

3.4.1 Conception des bobines

La principale difficulté pour la réalisation expérimentale de ces bobines vient du fait qu'il faut s'assurer que le champ magnétique produit soit homogène sur l'ensemble de la zone d'interaction entre le laser et le jet atomique. La solution la plus simple pour créer un champ magnétique homogène est de réaliser une paire de bobines dans la configuration Helmholtz. Du fait de l'encombrement, ce n'est pas possible dans notre

¹⁵référence E030-10 de la marque Delta Electronika

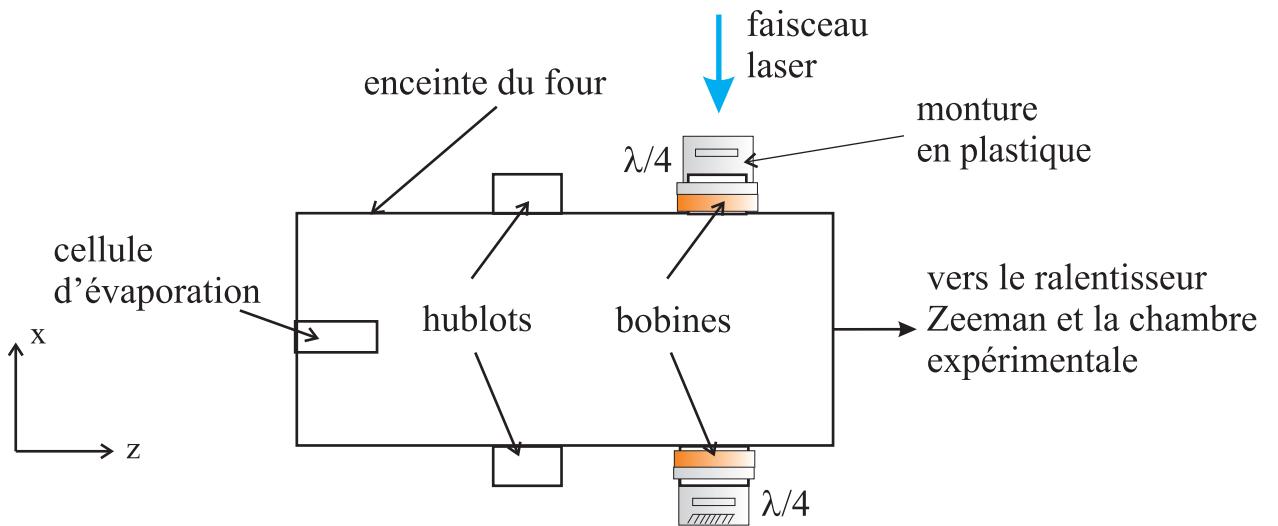


FIG. 3.7 – Schéma de la position des bobines sur les hublots de l'enceinte du four

cas. J'ai donc étudié le champ magnétique créé par deux bobines de diamètre moyen 4,8 cm à une distance de 26 cm l'une de l'autre ce qui constitue la solution la plus pratique pour notre dispositif pour déterminer le nombre de spires nécessaires ainsi que l'homogénéité du champ obtenu.

Ainsi, j'ai réalisé sous le logiciel Mathematica des simulations qui reposent sur les formules des composantes axiale, radiale et azimutale d'un champ créé par une bobine d'axe z centrée en $z=A$ parcouru par un courant I qui valent :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}} \left[K(k^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z-A)^2}{(R-\rho)^2 + (z-A)^2} E(k^2) \right] \\ B_\rho = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z-A}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}} \left[-K(k^2) + \frac{R^2 + \rho^2 - (z-A)^2}{(R-\rho)^2 + (z-A)^2} E(k^2) \right] \\ B_\Phi = 0 \end{array} \right. \quad (3.11)$$

où K et E sont des fonctions intégrales elliptiques complètes dont l'argument k^2 est défini par $k^2 = \frac{4R\rho}{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}$.

Le modèle utilisé par la suite pour le calcul du champ magnétique suppose que le champ créé par l'ensemble des spires est le même que celui d'une spire simple multiplié par le nombre de spires. Une simulation par un modèle plus élaboré par couches donne des résultats très proches.

Le nombre de spires a été choisi pour réduire au maximum la puissance dissipée par les bobines afin de ne pas utiliser de système de refroidissement. Nous avons trois relations de proportionnalité : la résistance des bobines R est proportionnelle au nombre de spires noté N_{spires} , le champ magnétique B créé au produit $N_{\text{spires}} I$ où I est le courant appliqué aux bobines et la puissance dissipée par effet Joule P à RI^2 . A champ constant,

P varie donc en $1/N_{\text{spires}}$. Le nombre de spires doit donc être augmenté le plus possible. Le choix final de 800 spires en fil de cuivre de diamètre 0,5 mm correspond au nombre maximum de spires qui peuvent être utilisées compte tenu de l'encombrement.

Ainsi, le champ créé au centre qui vaut 11,3 G pour 1 A est suffisant pour notre application. Reste la condition de l'homogénéité à vérifier. Selon la direction x, la zone d'interaction est limitée par l'extension du jet qui vaut 2 cm environ à cet endroit. L'homogénéité pour un champ de 6 G dans cette direction est de 1,5%. Selon la direction z, la taille du faisceau laser qui vaut environ 3 cm détermine la zone d'interaction. Le champ varie de 1% environ ce qui est acceptable. Bien que les bobines soient loin de la position de la configuration Helmholtz, le champ qu'elles produisent sur la zone d'interaction entre l'atome et le faisceau laser peut être considéré comme homogène.

3.4.2 Réalisation des bobines

Une mécanique particulière a été réalisée par l'atelier de mécanique du laboratoire pour tenir cet enroulement de fils de cuivre placé sur les deuxièmes hublots du four comme l'illustre la figure 3.7. Elle se compose de deux parties. Une gorge en dural sert de support à l'enroulement de spires. Les deux gorges sont vissées¹⁶ sur des montures en plastique maintenues aux hublots de l'enceinte du four par un système de vis. Sur les montures en plastique, sont aussi posés des éléments optiques (miroirs et lame quart d'onde).

Le bobinage qui comprend 800 tours a été réalisé à la main. La mesure de la résistance d'une bobine donne accès à la longueur de fil de cuivre utilisé pour réaliser le bobinage puisque la surface ne dépend que du diamètre de fil utilisé (0,5 mm ici). Avec cette longueur et en supposant un rayon moyen de 4,8 cm, il est possible de vérifier le nombre de tours réalisés. En mesurant la résistance de chacune des bobines, j'ai trouvé 802 tours pour une bobine et 803 tours pour l'autre. Par ailleurs, ce test prouve l'absence de courts-circuits.

Avec le choix des 800 tours, nous nous attendions à pouvoir nous passer de système de refroidissement. Cependant, la puissance dissipée par effet Joule est encore trop importante. Des températures de 60 °C sont atteintes par les bobines lorsqu'elles fonctionnent à un courant de 1 A. Afin de ne pas augmenter la pression dans l'enceinte du four, les bobines sont donc refroidies par de l'eau qui circule dans un tuyau de cuivre collé sur chacune des gorges en dural.

L'effet de ce refroidissement transverse est montré dans le chapitre 6.

¹⁶Les vis utilisées sont en nylon pour éviter qu'apparaissent des faux contacts entre la gorge et les bobines.

3.5 Les champs magnétiques

Le contrôle précis des champs magnétiques joue un rôle clé dans notre dispositif expérimental à la fois pour générer le champ quadripolaire du piège magnéto-optique et pour annuler les champs parasites.

Les bobines du piège quadripolaire

Autour de la cellule sont installées des bobines de piégeage et des bobines de compensation du champ magnétique terrestre. Les bobines de piégeage réalisent un gradient dans les trois dimensions. Chacune comporte 130 tours de fils de cuivre émaillé de diamètre moyen 195 mm enroulés autour d'une armature en cuivre. Elles sont placées de part et d'autre de la cellule en configuration anti-Helmholtz. Le courant circulant dans les bobines est de 11,6 A et celles-ci créent un gradient de 18 G.cm^{-1} en leur centre de symétrie sur l'axe de révolution appelé axe z et des gradients deux fois plus faibles sur les axes transverses notés x et y (voir figure 3.8).

Le courant circulant dans les bobines de gradient peut être coupé et rétabli rapidement grâce à un circuit électronique réalisé avec des transistors MOSFET et commandé par un signal TTL envoyé par l'ordinateur de commande (voir chapitre 5). Le temps de coupure à 1/e du courant est de $777 \mu\text{s}$ tandis que le temps d'établissement à 1/e est de 6 ms. Lors de la coupure du courant, les bobines se déchargent en série avec une diode. En mesurant l'induction sur une bobine placée sur le hublot vertical et en intégrant le signal obtenu, nous avons mesuré le temps effectif de coupure et de montée du champ magnétique : nous trouvons un temps de coupure à 1/e de 3,8 ms et un temps de montée à 1/e de 13,6 ms. L'allongement par rapport aux valeurs de montée et d'établissement du courant s'explique par l'apparition de courants de Foucault circulant dans la structure. En pratique, pour les expériences, nous attendons 20 ms à la coupure du gradient de ces bobines.

Comme les bobines doivent dissiper 200 W par effet Joule, un circuit de refroidissement par eau a été installé. Un système de sécurités permet de protéger les bobines en coupant leur alimentation en cas d'élévation de la température ou d'absence du circuit de refroidissement par eau. La présence d'eau est mesurée par un débitmètre¹⁷ fonctionnant dans la gamme des $0,2 \text{ L.min}^{-1}$ à $0,8 \text{ L.min}^{-1}$. Pour le système de température, les capteurs sont des thermistances dont la valeur de résistance chute brutalement à 57°C . Des comparateurs ferment alors un relais qui désactive l'alimentation des bobines. Tant que le système n'est pas réinitialisé manuellement, des bascules assurent que l'alimentation reste fermée.

¹⁷référence SWK 1108 de la marque Kobold Instrumentation

Compensation du champ magnétique terrestre

A Paris, les composantes du champ magnétique terrestre valent environ 50 mG pour la direction est-ouest (axe y de l'expérience), 200 mG pour la direction nord-sud (axe x de l'expérience) et 400 mG pour la direction verticale. Il convient de compenser ce champ magnétique terrestre ainsi que tout autre champ magnétique parasite au niveau de la zone d'interaction entre les atomes et le laser, par exemple le champ résiduel du ralentisseur Zeeman ou le champ créé par la pompe ionique. Nous utilisons ainsi trois paires de bobines en configuration Helmholtz. Selon l'axe vertical, les deux bobines comprennent 25 spires de diamètre 180 mm. Les deux paires de bobines pour les directions x et y comportent 100 tours de fils de cuivre enroulés sur des jantes de roues de bicyclette de diamètre 56 cm comme le montre la photo 3.8.

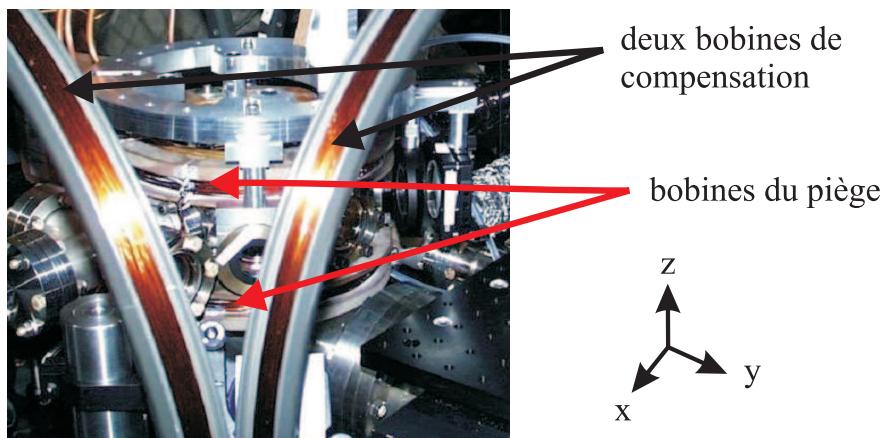


FIG. 3.8 – Photographie des bobines de compensation

CHAPTER 4

Le système laser du piège magnéto-optique

La structure assez complexe du chrome dicte le choix des lasers pour l'expérience comme une première partie le montre. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des différentes sources lasers : leur mode de fonctionnement et leurs caractéristiques (puissance, spectre et forme du faisceau). Puis, je vais décrire les techniques qui permettent d'asservir la fréquence des lasers sur une référence atomique. Je présente en détail l'asservissement en température de la cavité Fabry-Perot, projet dont je me suis chargé. J'explique comment les différentes fréquences nécessaires à l'expérience sont générées en utilisant des modulateurs acousto-optiques. Enfin, je montre comment chacun des faisceaux lasers sont recombinés pour réaliser un piège magnéto-optique.

4.1 Choix des sources lasers du piège magnéto-optique

Dans une expérience de piégeage d'atomes, le système laser doit répondre à trois critères : stabilité en fréquence, puissance optique et qualité du faisceau laser. Ainsi, la largeur spectrale du laser doit être inférieure à la largeur naturelle de l'état excité de la transition cyclante et la fréquence doit être stable à cette échelle. En travaillant avec des fréquences proches de la résonance, des intensités correspondant à plusieurs fois l'intensité de saturation suffisent. Enfin, la plupart des expériences menées en physique atomique impliquent des faisceaux de bonne qualité dont la polarisation est bien définie.

Pour l'atome de chrome, réaliser un piège magnéto-optique suppose de disposer d'un laser résonant fonctionnant en régime continu sur la transition cyclante de refroidissement du ^{52}Cr qui se situe dans le bleu-violet à la longueur d'onde de 425,5 nm. De plus, ce laser doit fournir une puissance de l'ordre de plusieurs centaines de mW avec une largeur spectrale inférieure à 5,02 MHz ce qui correspond à la largeur naturelle de l'état excité de la transition cyclante. Il n'existe pas encore de diode laser suffisamment puissante à cette longueur d'onde et les solutions commerciales possibles sont au nombre de trois. Nous allons les examiner et justifier notre choix final.

Une technologie avec des lasers à colorant a déjà été mise en place dans le groupe de McClelland [34]. Le changement fréquent du colorant la rend assez pénible. De plus, le laser pompe est un laser à argon fonctionnant dans l'ultraviolet dont nous ne disposons pas dans le laboratoire.

Un laser MOPA¹ doublé en fréquence au moyen d'une cavité externe pourrait être utilisé. Ce laser est composé de deux sections : une section oscillateur délivre une lumière peu puissante mais de largeur spectrale étroite envoyée dans une section amplificatrice qui augmente la puissance sans modifier la largeur spectrale. De cette manière, un laser MOPA permet d'augmenter la puissance d'une diode laser tout en conservant sa largeur de raie étroite. Cependant, sa puissance de sortie de 500 mW environ reste plus faible que celle d'un laser titane saphir (1,3 W pour le nôtre).

Compte tenu de l'exigence en puissance, nous avons opté pour un laser titane-saphir pompé par un laser solide dont le faisceau de sortie à 851 nm sera doublé en fréquence au moyen d'une cavité externe (voir figure 4.1). Ses qualités sont sa grande puissance de sortie, son accordabilité, sa bonne stabilité passive qui se traduit par une largeur de raie fine et une faible agitation en fréquence. De plus, très peu d'entretiens sur ce laser sont nécessaires dès qu'il est sous hotte filtrante comme sur notre dispositif expérimental. Notre laser titane-saphir est un modèle TIS-SF-07 de la marque *Tekhnoscan*.

4.2 Performances des sources lasers du piège magnéto-optique

4.2.1 Le laser Verdi

Un laser vert tout solide, Coherent Verdi 18 W, a remplacé avantageusement en 2006 le laser à argon ionisé que nous avions utilisé pendant deux ans pour pomper le laser titane-saphir. En effet, outre les avantages propres aux lasers solides par rapport aux lasers à gaz (compacité et rendement meilleurs), il permet de bénéficier de 18 W monomode dans le vert à la longueur d'onde de 532 nm. Ce laser peut donc servir à la fois pour pomper le laser titane-saphir et pour réaliser des réseaux optiques en prélevant une partie de sa puissance de sortie. Nous projetons cette dernière utilisation pour de futures expériences.

4.2.2 Le laser titane-saphir

Description des éléments de ce laser

Son schéma représenté sur la figure 4.2 montre que sa cavité est en anneau. En suivant le trajet de l'infrarouge, les six miroirs M_1 , M_6 , M_5 , M_4 , M_3 et M_2 forment cette cavité. Dans un laser en anneau, deux ondes progressives se propagent en sens opposé, ce qui produit une onde stationnaire. Cette compétition entre deux modes du laser est un phénomène appelé « spatial hole burning ». Dans ce cas, l'efficacité

¹à structure oscillateur maître-amplificateur esclave

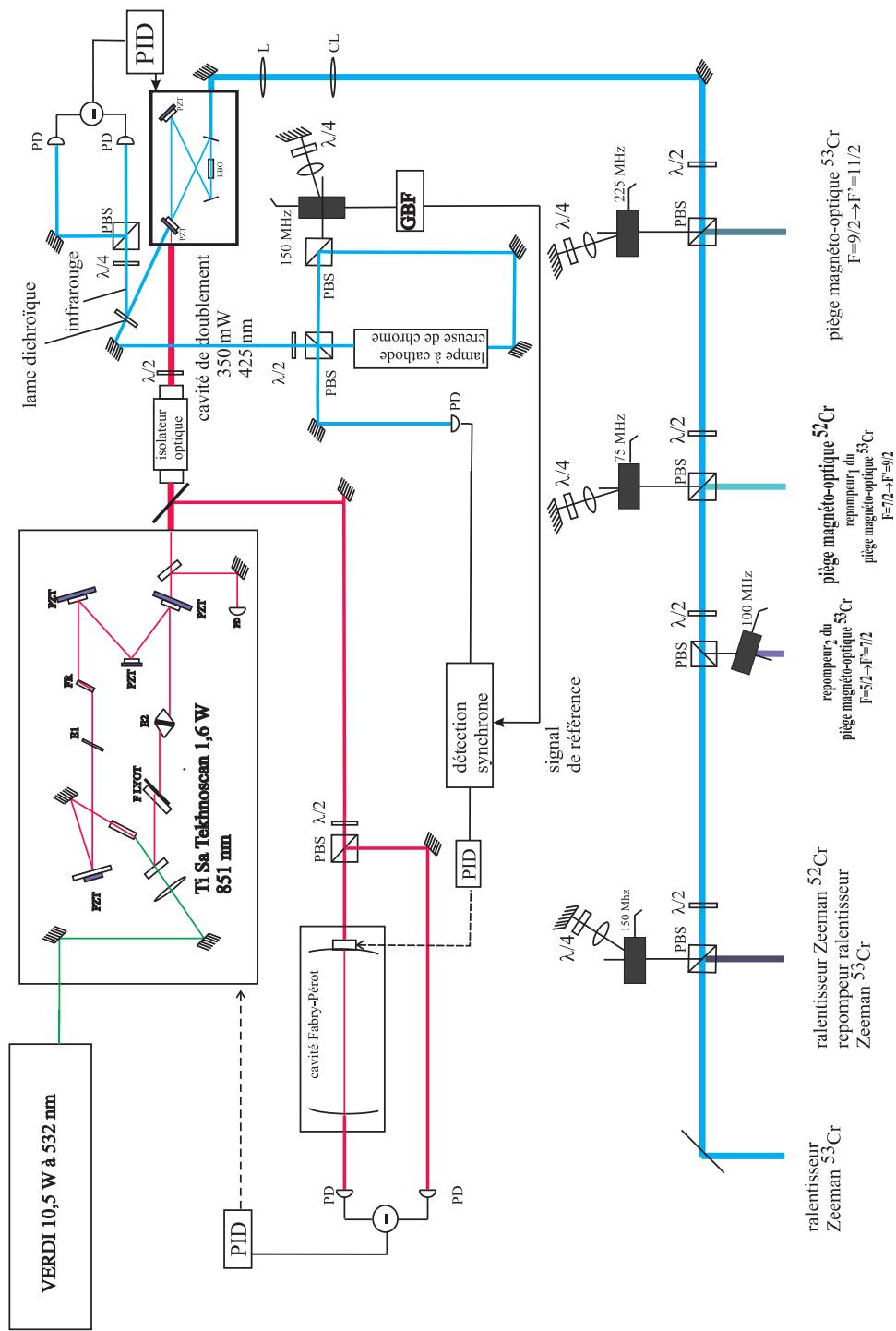


FIG. 4.1 – Schéma du système laser bleu principal. Les abréviations suivantes ont été utilisées : PBS pour cube polariseur, PD pour photodiode, PID pour correcteur proportionnel-intégrateur-dérivateur, PZT pour cale piézoélectrique, L pour lentille et CL pour lentille cylindrique.

de pompage du milieu amplificateur présente une dépendance spatiale car des noeuds apparaissent dans l'intensité du champ électrique. Le spatial hole burning est alors néfaste : deux modes de la cavité n'interagissent pas nécessairement avec les mêmes ions surtout quand les ventres de l'onde d'un mode coïncident avec les noeuds de l'onde d'un autre mode. Il apparaît donc nécessaire d'avoir une onde progressive dans la cavité. Le système unidirectionnel permet d'éliminer ces phénomènes en favorisant un seul sens de rotation dans la cavité. Le sens de propagation est imposé par le rotateur de Faraday FR et un système de trois miroirs plans M_4 , M_5 et M_6 placés hors du plan de la cavité laser. Pour rendre ce système unidirectionnel, l'idée est de compenser la rotation θ_F de la polarisation introduite par le rotateur de Faraday pour seulement un des sens de propagation. C'est ce que permet de faire une cavité en anneau non-coplanaire. Pour rendre le laser monomode et accordable en fréquence (de 770 nm à 870 nm environ pour notre modèle), les trois éléments de sélectivité en fréquence croissante sont inclus dans la cavité : le filtre biréfringent de Lyot (filtre biréfringent) BF (trois lames de quartz, cristallines, parallèles et à l'angle de Brewster), l'étalon mince E_1 (0,5 mm d'épaisseur) et l'étalon épais E_2 (8 mm d'épaisseur). Les deux miroirs M_P et une lentille plan-convexe L permettent d'injecter le miroir de pompe. La transmission du coupleur de sortie M_6 vaut $T = 6\%$.

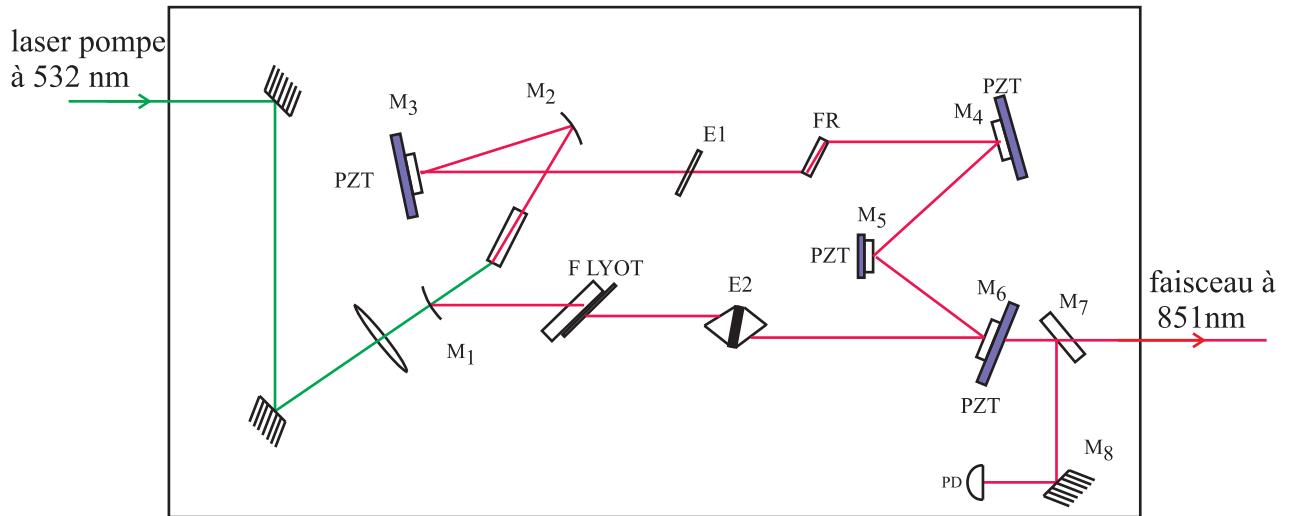


FIG. 4.2 – Schéma de notre laser titane-saphir. Les miroirs M_1 et M_2 sont des miroirs plans et les miroirs M_3 , M_4 , M_5 et M_6 sont des miroirs plans montés sur des céramiques piézo-électriques.

L'optimisation de cette cavité est possible grâce aux réglages mécaniques disponibles sur les différents éléments optiques.

Performances et qualité du faisceau obtenu

Nous disposons ainsi usuellement de 1,3 W de puissance infrarouge en sortie à la longueur d'onde de 851,105 nm en continu correspondant à un rendement de 15% par rapport à la puissance du laser pompe (10,5 W). Le faisceau est TEM_{00} et monomode longitudinal.

4.2.3 La cavité de doublement

Description de ce laser

Deux miroirs et une lentille de distance focale $f=50$ cm permettent d'injecter le faisceau laser titane-saphir dans une cavité externe de doublement modèle FD-SF-07 de la marque *Tekhnoscan*. Il s'agit d'une cavité symétrique en noeud papillon en simple passage comme le montre la figure 4.3. Le cristal non-linéaire de type $\chi^{(2)}$ utilisé est un cristal biaxe de triborate de lithium (LiB_3O_5 dit LBO) de 15 mm de long avec des faces taillées perpendiculairement au faisceau. Un dispositif de réglage mécanique permet d'orienter le cristal pour réaliser la condition d'accord de phase. Toutes les ondes rayonnées dans les différentes « tranches » du cristal à la fréquence double doivent être en phase pour garantir un bon transfert énergétique. Le cristal est asservi en température.

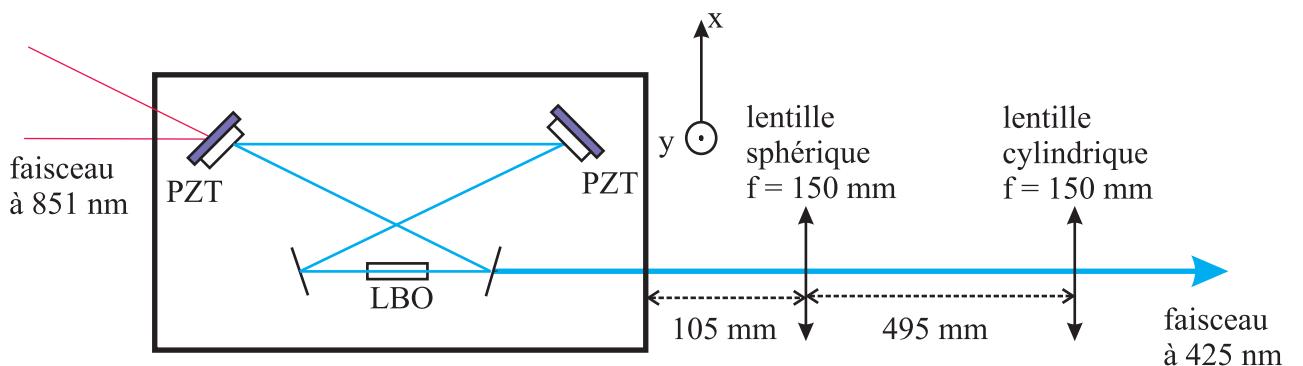


FIG. 4.3 – Schéma de la cavité de doublement et du système de compensation d'astigmatisme placé derrière. La lumière réfléchie par la cavité de doublement est composée de deux fréquences : la fréquence infrarouge qui permet d'asservir la cavité de doublement et la fréquence bleue utilisée pour réaliser l'absorption saturée. La séparation des deux composantes est réalisée grâce à une lame dichroïque. Le système de compensation composé d'une lentille sphérique et d'une lentille cylindrique permet d'obtenir un faisceau non astigmatique.

L'isolateur optique

Des rétroréflexions de cette cavité vers le laser titane-saphir ont lieu ce qui a pour effet de rendre instable ce laser. L'isolateur optique est un composant optique passif qui utilise l'effet Faraday (rotation de la polarisation sous l'effet d'un champ magnétique). Il se compose d'un analyseur, d'un polariseur et d'un rotateur de Faraday comme le montre la figure 4.4. Le polariseur et l'analyseur sont placés à 45° l'un de l'autre. Le rotateur de Faraday fait tourner la polarisation rectiligne incidente de 45° et cela quel que soit le sens de traversée de la lumière. En pratique le réglage d'un isolateur optique se fait en minimisant la transmission en sens inverse, en changeant les angles relatifs des polariseurs. Il existe néanmoins des pertes en puissance, dues à l'imperfection de la polarisation des faisceaux lasers. Ainsi, la transmission de notre isolateur est proche de 90% dans le sens laser titane-saphir vers la cavité de doublement alors que pour la propagation dans le sens inverse, elle est inférieure à 10^{-3} .

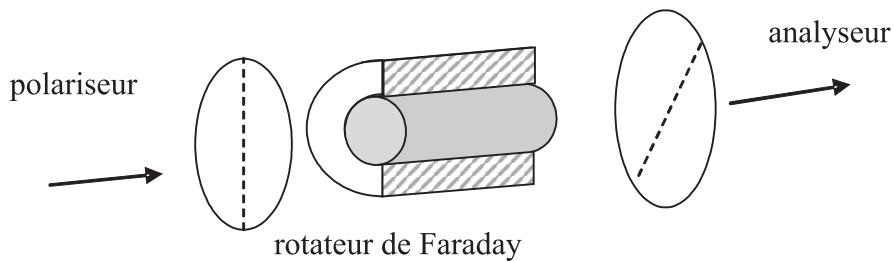


FIG. 4.4 – Schéma d'un isolateur optique

Performance et qualité du faisceau obtenu

Ce système délivre 350 mW de lumière bleue à la longueur d'onde de 425,55 nm en sortie de la cavité de doublement pour une puissance infrarouge de 1,3 W. Le rendement obtenu est de 27%. C'est une performance meilleure que celle du système utilisée à Stuttgart (16% d'après la référence [64]). Pour le groupe de McClelland, comme le choix technologique est différent, nous pouvons seulement comparer à la puissance laser disponible à 425 nm qui vaut 250 mW [47]. Cette comparaison est aussi à notre avantage. Le rendement obtenu reste cependant loin des meilleures performances de 53% annoncées par l'article [79]. Cependant, le gain en puissance que nous pouvons espérer avec ce dispositif n'excède pas 20% car, d'après la thèse [81], pour des puissances plus grandes, les modulateurs acousto-optiques présentent des effets thermiques.

Comme le montre la figure 4.5a, le faisceau bleu présente un astigmatisme dû à l'utilisation de miroirs sous incidence oblique. Selon la direction x, le waist vaut $\omega_x = (26,0 \pm 0,5) \mu\text{m}$ et se trouve à $(-189 \text{ mm} \pm 12) \text{ mm}$ du miroir de sortie de la cavité

de doublement. De plus, le facteur M_x^2 vaut $1,36 \pm 0,05$ (ce paramètre caractérise l'écart entre la propagation du faisceau réel et celle d'un mode gaussien idéal de même waist [80]). Pour la direction y, le waist de valeur $\omega_y = 99,3^{+1,3}_{-0,3} \mu\text{m}$ se trouve à $(-215 \pm 17) \text{ mm}$ du miroir de sortie de la cavité de doublement, le facteur M_y^2 valant $1,27 \pm 0,06$.

Compenser cet astigmatisme en sortie du faisceau est un projet que j'ai mené à bien lors de mon stage de DEA [82] et le début de ma thèse. Comme les facteurs M_x^2 et M_y^2 ne sont pas trop différents, une solution simple consiste à utiliser une combinaison d'une lentille sphérique et d'une lentille cylindrique. Cette association de lentilles doit être choisie pour que les waists dans les deux directions après passage par les deux lentilles soient confondus (taille et position identiques). Après une simulation numérique, nous avons retenu une solution impliquant des lentilles commerciales de focale 150 mm comme l'illustre le schéma 4.3. Les résultats expérimentaux obtenus avec cette combinaison sont montrés sur les figures 4.5b et 4.5c.

4.2.4 Les lasers pour le repompage

Les diodes lasers

La transition de refroidissement du chrome n'est pas complètement fermée puisque les atomes peuvent se désexciter vers des états métastables ${}^5\text{D}$. Deux diodes lasers² en cavité externe à 654 nm et 663 nm (appelés par la suite repompeurs rouges) sont ainsi nécessaires pour repomper vers ${}^7\text{S}_3$ (via ${}^7\text{P}_3$).

Une diode laser classique est une source dont le milieu amplificateur est une jonction PN polarisée en direct. L'émission lumineuse est due à la recombinaison des électrons à l'interface entre les couches dopées. La longueur de la cavité laser est de quelques centaines de micromètres. L'émission est accordable sur quelques nanomètres et la largeur spectrale d'un mode est de 100 MHz.

Des diodes en cavité étendue pour les états métastables

Pour réduire cette largeur, nos diodes lasers sont des diodes lasers à cavité étendue dans la configuration Littrow. Chacune se compose d'une diode laser, d'une lentille de collimation et d'un réseau de diffraction comme le montre le schéma 4.6. L'ordre -1 de la diffraction est rétrodiffusé afin d'allonger la cavité laser à quelques centimètres et ainsi diminuer la largeur spectrale d'un mode du faisceau à 1 MHz. De plus, en jouant sur l'orientation du réseau, on peut contrôler la longueur d'onde des diodes en cavités étendues dans les limites de la courbe de gain. L'ensemble du dispositif est protégé des perturbations extérieures par une boîte parallélépipédique et des protections élec-

²marque Toptica référence DL100

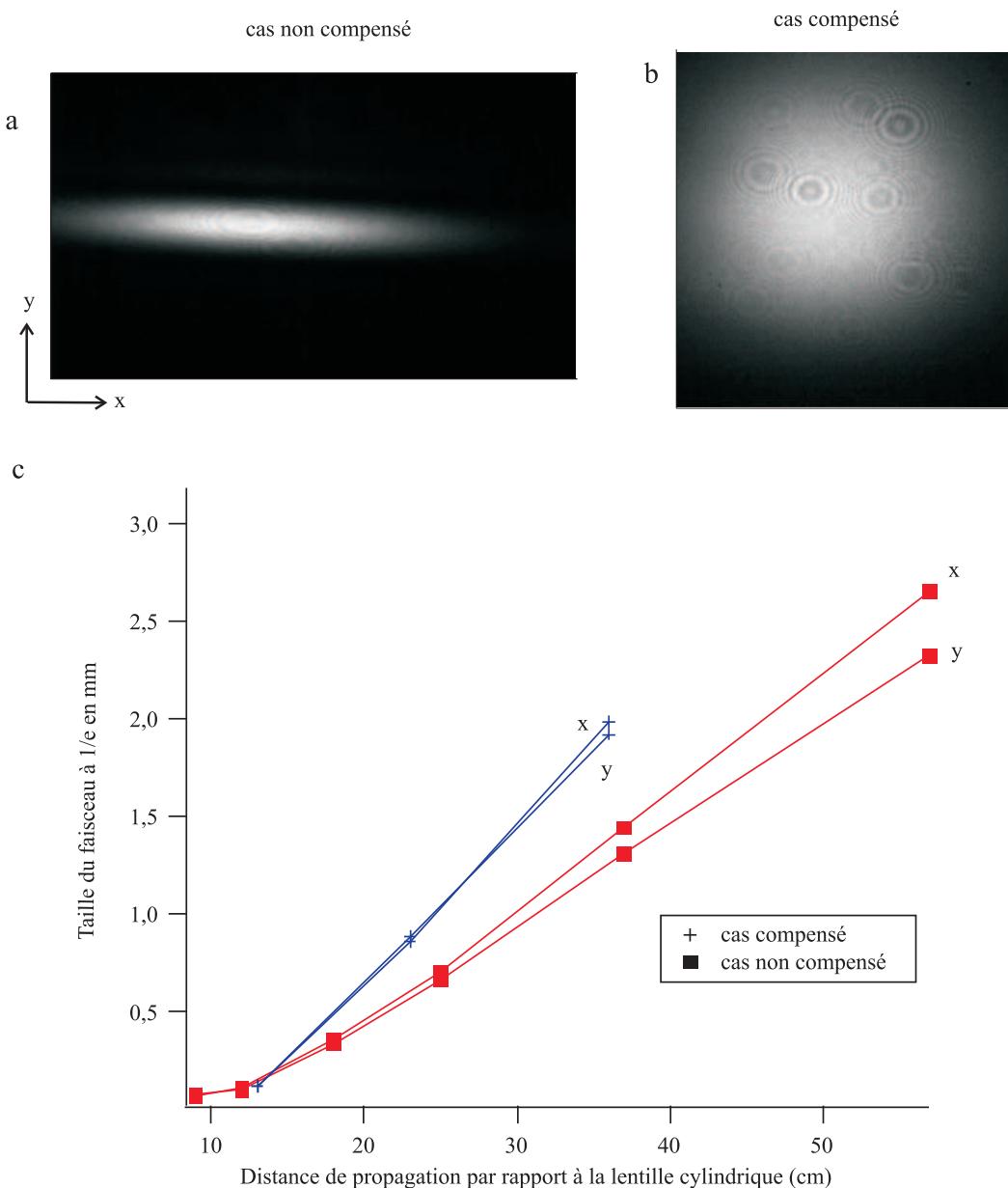


FIG. 4.5 – Les figures a et b sont des images prises à l'analyseur de faisceau sans et avec compensation de l'astigmatisme. Pour la figure a, il s'agit d'une image prise à 380 mm du miroir de sortie de la cavité de doublement alors que pour la figure b, elle est prise à 340 mm. Enfin, la figure c est un graphique montrant l'évolution des tailles à 1/e du faisceau dans les directions x et y en fonction de la distance par rapport à la lentille cylindrique. Les points en forme de carré correspondent à la propagation du faisceau laser bleu dans le cas de l'astigmatisme non compensé alors que les points en forme de croix montrent le cas compensé.

triques. La diode laser est aussi régulée en température par un élément Peltier³ aux températures indiquées par le tableau 4.1.

Longueur d'onde de la diode	Courant (mA)	Température (°C)	Puissance (mW)
654 nm	71	21	7,5
663 nm	84	21,5	9,2

TAB. 4.1 – Valeurs typiques de fonctionnement de nos diodes.

De telles diodes sont donc accordables avec une faible largeur spectrale et offrent l'avantage d'une très bonne compacité. Ces lasers exigent peu d'entretien. Enfin, les diodes lasers peuvent être facilement modulées puisqu'il suffit de moduler le courant de la diode.

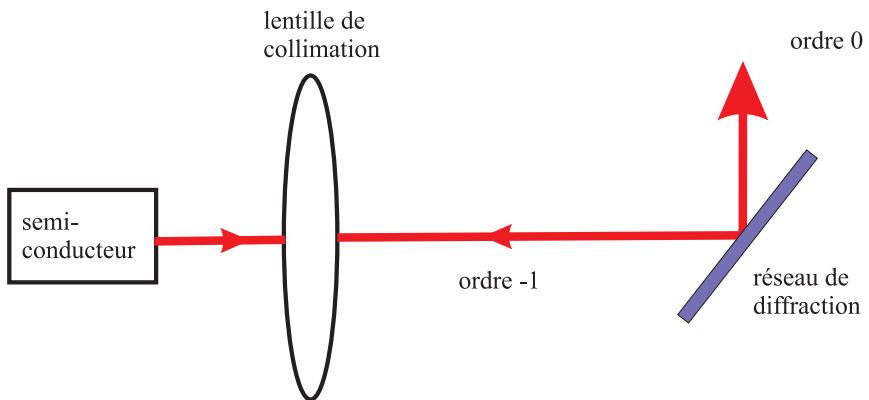


FIG. 4.6 – Schéma de principe d'une diode laser en cavité étendue. Un réseau de diffraction permet de réinjecter une partie de la lumière émise dans la cavité pour obtenir une diode accordable de faible largeur spectrale.

Performance et qualité du faisceau obtenu

L'émission est monomode transverse et limitée par la diffraction. Du fait de sa divergence différente dans la direction parallèle à la polarisation principale de celle de la direction orthogonale, le faisceau des diodes lasers une fois « collimaté » est elliptique.

³dispositif thermoélectrique permettant d'imposer une différence de température entre ses deux faces

Le faisceau laser est rendu circulaire au moyen d'une paire de prismes anamorphoseurs⁴ dont l'effet est de multiplier par trois et demi le petit axe de l'ellipse.

De plus, une diode laser est sensible aux retours : il est donc nécessaire de disposer d'isolateurs optiques. Nos isolateurs optiques, du modèle I-67T-SM de la marque Iso-wave, atténuent d'un facteur de 40 dB le retour. La transmission en puissance après traversée des prismes et de l'isolateur optique correspond à 90% environ pour les deux diodes.

4.3 Contrôle en fréquence des lasers

4.3.1 Généralités sur les asservissements

Principe

Un système d'asservissement permet de contrôler les variations d'une grandeur physique dues à son environnement en maintenant celle-ci à une valeur donnée. Dans le cas général, un asservissement comprend une rétroaction de la sortie sur l'entrée et se compose des éléments suivants : un comparateur, une chaîne d'action (correcteur et amplificateur) et d'une chaîne de réaction (détecteur convertisseur) comme le montre la figure 4.7.

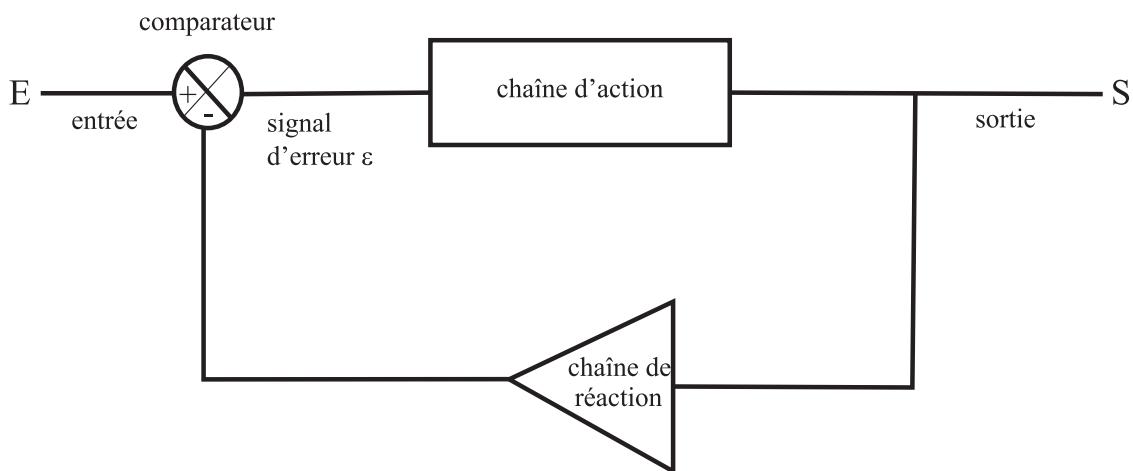


FIG. 4.7 – Schéma-bloc d'un circuit d'asservissement.

⁴référence PS 881-B de la marque Thorlabs

Application à notre expérience

Dans notre cas, nous devons stabiliser les lasers en fréquence. Dans tout asservissement en fréquence, la fréquence du laser à asservir est comparée à une fréquence de référence pour obtenir un signal d'erreur électrique. Le signal d'erreur ϵ est un signal dispersif : il s'annule, en changeant de signe, à la fréquence choisie. Une correction électronique permet alors de rétroagir sur la fréquence du laser.

Notre objectif est d'asservir le laser bleu sur la transition de refroidissement du chrome à 425,5 nm. De plus, sa largeur spectrale doit être inférieure à celle de l'état excité c'est-à-dire 5 MHz. De même les lasers rouge de repompage doivent être verrouillés sur les transitions $^5D_3 \rightarrow ^7P_3$ et $^5D_4 \rightarrow ^7P_3$ avec une stabilité meilleure que 5 MHz. Pour le faisceau laser bleu principal, nous avons une contrainte supplémentaire : la lumière laser ne doit être modulée ni en phase ni en amplitude. Le laser titane-saphir et la cavité de doublement seront donc asservis grâce à des méthodes n'utilisant pas de dispositifs de modulation.

L'asservissement se fait en deux temps : d'abord un asservissement à court terme sur une référence optique dont le laboratoire disposait déjà, puis un asservissement à long terme sur une référence atomique. Une cavité Fabry-Perot externe de haute finesse sert de référence en fréquence pour la stabilisation à court terme et la caractérisation de nos lasers. Le laser titane-saphir est asservi sur le flanc d'un pic d'Airy de transmission de cette cavité tandis que la cavité de doublement est stabilisée sur le titane-saphir par un système Hänsch-Couillaud. Les repompeurs rouges sont asservis sur la cavité Fabry-Perot par une méthode Pound-Drever-Hall. Pour assurer la stabilité à long terme du dispositif, une petite partie de la lumière issue de la cavité de doublement est utilisée pour réaliser une absorption saturée du chrome dans une lampe à cathode creuse afin d'asservir la longueur de la cavité Fabry-Perot et d'éviter ainsi les dérives sur le long terme.

Nous allons étudier chacune des techniques de verrouillage précédemment évoquées dans les paragraphes suivants.

4.3.2 La référence optique externe : la cavité Fabry-Perot

Une cavité confocale

La référence optique de tous les asservissements est une cavité Fabry-Perot confocale. Un tel dispositif est un interféromètre de Fabry-Perot avec deux miroirs sphériques identiques M_1 et M_2 de coefficient de réflexion en intensité $R=98,5\%$ et de rayon de courbure 500 mm placés de telle sorte que le centre de courbure d'un miroir corresponde au sommet de l'autre (voir figure 4.8).

Cette configuration confocale exploite ainsi la propriété qu'ont les miroirs sphériques de focaliser sur eux-mêmes des faisceaux gaussiens dont le waist est au foyer du miroir.

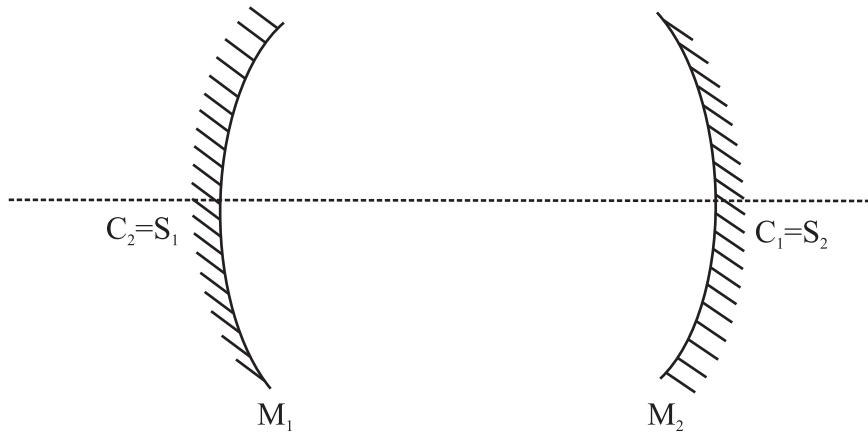


FIG. 4.8 – Schéma d'un Fabry-Perot confocal.

Pour le Fabry-Perot confocal théorique, les modes pairs ayant fait un nombre pair d'allers-retours et les modes impairs pour un nombre impair sont transmis. La fonction de transmission est la somme de ces différents modes transmis. Sa forme est ainsi donnée par l'équation 4.1 et illustrée par la figure 4.9.

$$I(\phi) = \frac{I_0}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)^2} \sin^2(\phi)} \quad (4.1)$$

où ϕ est le déphasage introduit par la cavité Fabry-Perot.

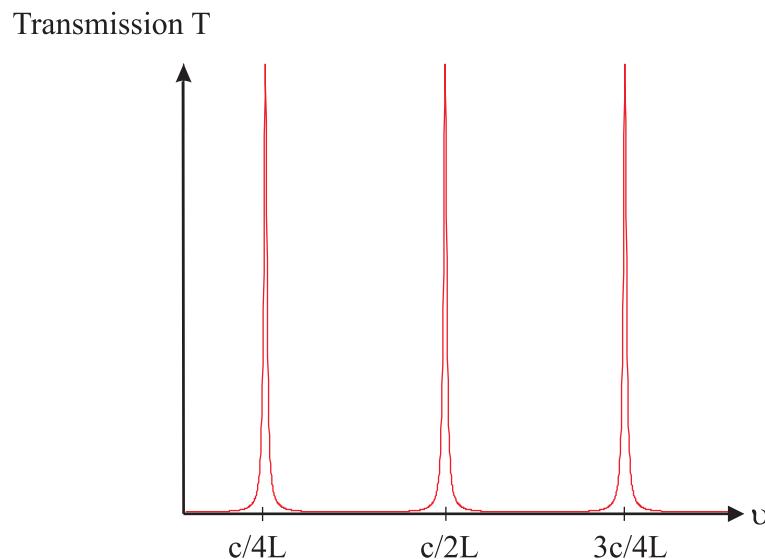


FIG. 4.9 – Courbe de transmission d'une cavité confocale en fonction de la fréquence.

Il s'agit d'une fonction d'Airy. La transmission est donc une fonction périodique dont la période $\Delta\nu = \frac{c}{4L}$ (L étant la longueur de la cavité) s'appelle l'intervalle spectral libre de la cavité. Un paramètre important de la cavité est la finesse \mathcal{F} définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur des pics d'Airy :

$$\mathcal{F} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R}$$

Les variations de fréquence d'un faisceau laser injecté dans le Fabry-Perot sont ainsi converties en variation d'intensité du faisceau transmis. La cavité Fabry-Perot permet de ce fait d'asservir les lasers ou de les caractériser (utilisation en spectromètre).

Caractéristiques de la cavité de référence

En jouant sur l'alignement, il est possible d'annuler les modes impairs. Les modes transmis par la cavité Fabry-Perot sont donc séparés de $\frac{c}{2L} = 300$ MHz puisque la longueur de la cavité est de 50 cm. De plus, la finesse théorique vaut 107. Du fait de pertes d'injection dans la cavité, la finesse observée expérimentalement est d'environ 60. Sa stabilité par rapport aux variations des conditions d'humidité et de pression est assurée par une enceinte hermétique en Invar où est maintenu un vide primaire (jusqu'à 10 mbar) au moyen d'une pompe primaire mise en route pendant quelques minutes une fois tous les trois à quatre mois. L'asservissement de cette cavité en température est détaillé dans le paragraphe 4.3.7. Nous pouvons de plus contrôler la longueur de la cavité (50 cm) en utilisant une cale piézo-électrique sur laquelle est monté un des miroirs.

4.3.3 L'asservissement du laser titane-saphir sur le flanc d'un pic de la cavité Fabry-Perot

Nécessité d'un asservissement

Sans asservissement, l'émission du laser titane-saphir n'est pas stable. Ce bruit en fréquence est responsable d'un élargissement spectral de la raie d'émission. En effet, toute modification du chemin optique suivi par la lumière dans la cavité du laser entraîne un changement de la fréquence d'émission. Parmi les phénomènes qui peuvent intervenir, nous pouvons citer les vibrations mécaniques, les variations de température du cristal ou les modifications de la température ambiante qui font varier l'indice de l'air. Pour réduire ces effets, le laser est posé sur une table optique ultrastable⁵. Le cristal est refroidi par eau. De plus, le laser est enfermé dans une boîte elle-même placée

⁵table optique modèle O7OTI063 de la marque Melles-Griot

sous hotte filtrante, ce qui permet de travailler en flux laminaire et de réduire la poussière en suspension dans l'air. L'ensemble de l'expérience est protégé par des plaques en plexiglas noir qui peuvent glisser le long d'un rail⁶. Enfin, une climatisation assure une stabilisation de la température de la pièce à mieux qu'un degré. Ce n'est cependant pas suffisant pour notre application et un asservissement en fréquence s'avère nécessaire pour réduire le bruit en fréquence.

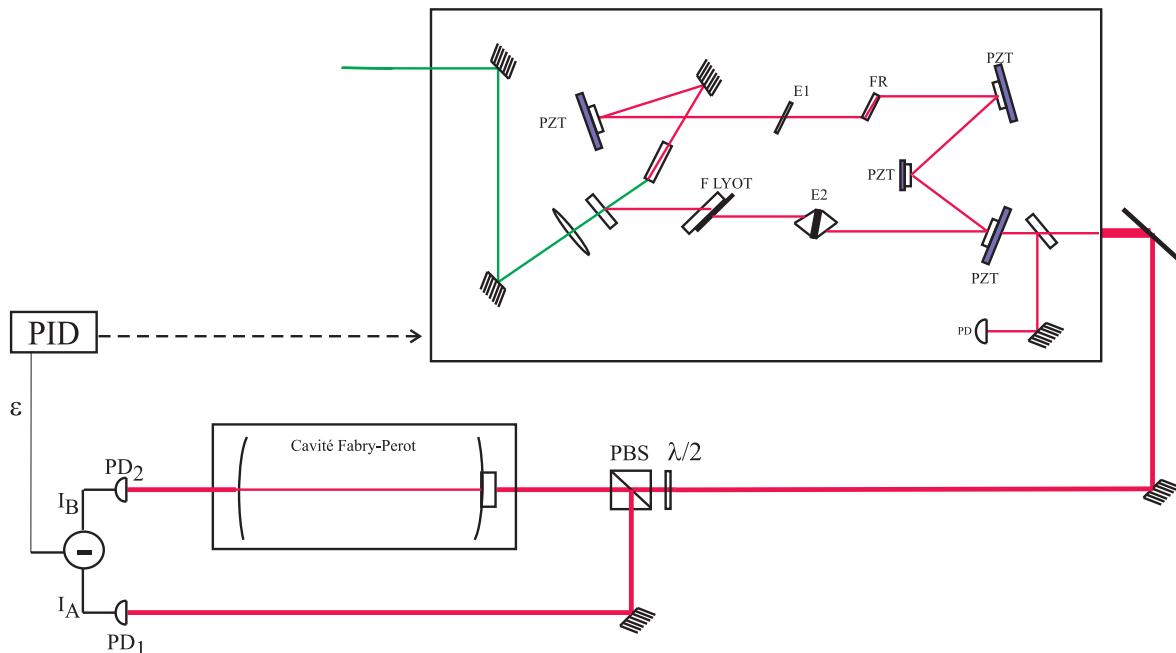


FIG. 4.10 – Schéma du montage de l'asservissement sur un flanc de frange d'un pic de transmission de la cavité Fabry-Perot. Une fraction du faisceau du laser titane-saphir est prélevée et envoyée sur une photodiode PD_1 et l'autre partie est injectée dans la cavité Fabry-Perot et envoyée sur la photodiode PD_2 . La différence entre les deux signaux s'obtient grâce à un montage différentiel et sert de signal d'erreur noté ϵ .

Principe et réalisation de l'asservissement

Plusieurs miroirs de la cavité du laser titane-saphir sont montés sur des transducteurs piézo-électriques comme le montre la figure 4.2. En utilisant ces éléments, il est alors possible de conférer au laser la stabilité de la cavité Fabry-Perot en réalisant un asservissement sur le flanc d'un pic d'Airy de celle-ci. Nous utilisons une méthode différentielle. Grâce à un cube polariseur, 1% de la lumière du laser titane-saphir est prélevé et envoyé sur une photodiode : c'est le signal A. L'autre est transmis par la cavité Fabry-Perot puis est envoyé sur une autre photodiode : c'est le signal B (voir figure

⁶Cette construction mécanique a été réalisée par l'atelier du laboratoire.

4.10). $I_A - I_B$ s'annulant en changeant de signe lorsque I_B passe au voisinage de I_A , on peut utiliser $I_A - I_B$ comme signal d'erreur (voir figure 4.11) pour la partie électronique. La présence de transducteurs piézo-électriques de grande et de petite taille impose que la boucle de rétroaction soit double : une rapide pour le petit piézo-électrique du miroir M_5 (centaines de kHz) et une lente pour les grands piézo-électriques des miroirs M_3 , M_4 et M_6 (dizaines de Hz). La description détaillée des deux boucles de rétroaction réalisées peut être trouvée dans la référence [83].

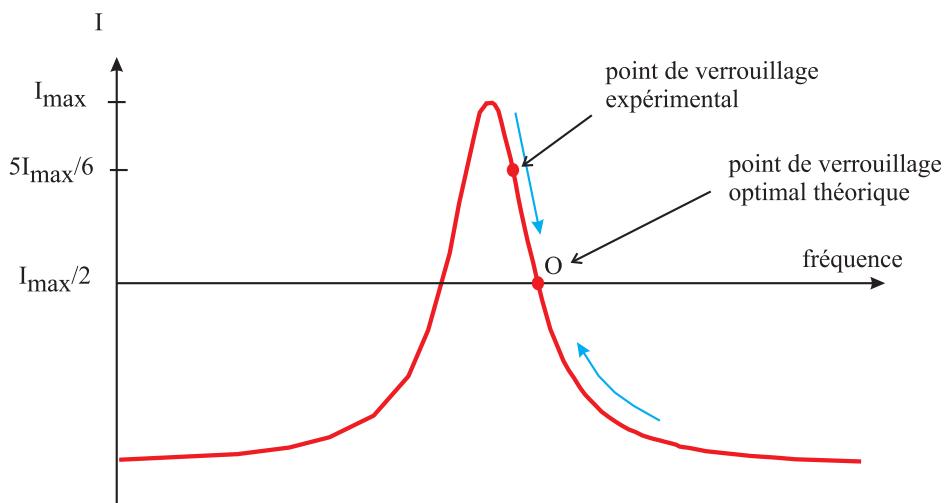


FIG. 4.11 – Allure de la courbe du signal d'erreur de l'asservissement sur un flanc de frange d'un pic de transmission de la cavité Fabry-Perot.

Un tel asservissement présente l'avantage de la simplicité puisqu'il ne comporte pas de modulation et qu'il est de plus insensible aux fluctuations d'intensité du laser. Jouer sur la polarisation au moyen d'une lame demi-onde placée devant un cube permet d'égaliser l'intensité qui arrive sur chaque photodiode en compensant les pertes introduites par le passage dans la cavité Fabry-Perot. Ainsi, on s'assure de trouver une plage de verrouillage optimale. Un saut de fréquence d'une moitié de la largeur d'un pic suffit cependant à faire « décrocher » le laser.

Nous pouvons alors caractériser la stabilité en fréquence du laser asservi en utilisant le signal transmis par la cavité Fabry-Perot que nous envoyons sur une photodiode. L'étalonnage de la pente au voisinage du point de verrouillage expérimental (5V/MHz) permet d'estimer le bruit de fréquence résiduel du laser : 10 kHz. Ce résultat est très satisfaisant même si nous restons très sensibles aux sauts de mode du laser.

4.3.4 Asservissement de la cavité de doublement : technique de Hänsch-Couillaud

But de l'asservissement

Le but de cet asservissement est d'ajuster la longueur de la cavité de doublement pour qu'elle soit résonante avec la fréquence du laser titane-saphir afin de disposer d'un laser bleu beaucoup plus intense. Si la cavité est résonante, la puissance infrarouge stockée dans la cavité est optimisée. Le rendement de conversion du cristal croît et on s'attend à des puissances de seconde harmonique bien supérieures à celles correspondant au doublement sans cavité de résonance (en simple passage).

Principe de la méthode de Hänsch-Couillaud

Nous utilisons pour obtenir le signal d'erreur, nécessaire pour l'asservissement de la cavité, une méthode proposée par Hänsch et Couillaud dans la référence [84]. Elle donne un schéma pour stabiliser en fréquence un laser en utilisant une cavité externe de référence. Comme pour la méthode de Pound-Drever-Hall (voir paragraphe 4.3.5), elle peut aussi bien être utilisée en sens inverse, pour stabiliser une cavité sur un laser de référence, ce qui est aussi le cas de notre expérience (il suffit pour cela d'appliquer la rétroaction sur les éléments de la cavité et non pas sur le laser). Cette méthode n'utilise pas de modulation de la fréquence du laser. De plus, les signaux sont très stables car obtenus optiquement par analyse de la polarisation du faisceau réfléchi par le miroir d'entrée de la cavité.

Le schéma original proposé par Hänsch et Couillaud est illustré par la figure 4.12.

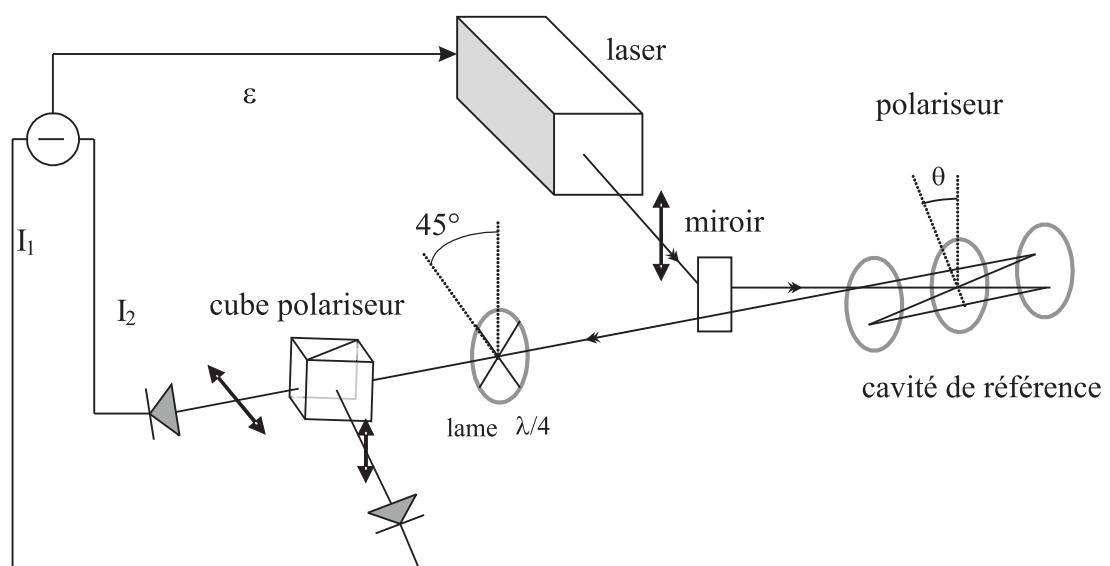


FIG. 4.12 – Schéma de principe du montage de l'asservissement de Hänsch-Couillaud.

La lumière polarisée linéairement d'un laser injecte, hors d'axe, une cavité confocale. Dans la cavité, un polariseur linéaire dont l'axe de transmission fait un angle θ avec la polarisation incidente introduit artificiellement des pertes intracavité.

Le champ électrique incident peut être décomposé selon les axes parallèle et perpendiculaire à l'axe de transmission : $E_i^{\parallel} = E_i \cos(\theta)$ et $E_i^{\perp} = E_i \sin(\theta)$. Ces deux composantes n'interfèrent pas. La composante parallèle qui entre dans la cavité est déphasée par rapport à la composante perpendiculaire qui est totalement réfléchie :

$$E_r^{\parallel} = E_i^{\parallel} \left[\sqrt{R_1} - \frac{T_1}{\sqrt{R_1}} \frac{\alpha e^{i\phi}}{1 - \alpha e^{i\phi}} \right] \quad (4.2)$$

$$E_r^{\perp} = E_i^{\perp} \left[\sqrt{R_1} - \frac{T_1 \alpha}{\sqrt{R_1}} \frac{\cos(\phi) - \alpha + i \sin(\phi)}{(1 - \alpha)^2 + 4\alpha \sin^2(\frac{\phi}{2})} \right] \quad (4.3)$$

R_1 et T_1 sont les coefficients de réflexion et transmission (en intensité) pour le miroir M_1 , ϕ et α sont le déphasage et le coefficient total de pertes (en amplitude) lors d'un tour complet de la cavité (en présence du polariseur). La composante perpendiculaire, réfléchie sur la cavité, vaut :

$$E_r^{\perp} = \sqrt{R_1} E_i^{\perp} \quad (4.4)$$

L'analyseur de la lumière réfléchie est un analyseur circulaire formé d'une lame $\lambda/4$, dont l'axe rapide est tourné de 45° par rapport à celle du polariseur intracavité, et d'un cube polariseur. Toute onde elliptiquement polarisée peut être regardée comme une superposition de deux ondes polarisées circulairement, d'amplitudes différentes et qui tournent dans des directions opposées. L'analyseur sépare ces deux composantes et enregistre leur intensité sur des photodiodes.

Un calcul de polarisation par les matrices de Jones donne :

$$I_1 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \left\| \frac{1}{2} \left(E_r^{\parallel} + i E_r^{\perp} \right) \right\|^2 \quad (4.5)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \left\| \frac{1}{2} \left(E_r^{\parallel} - i E_r^{\perp} \right) \right\|^2 \quad (4.6)$$

D'où $I_1 - I_2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 \left[\operatorname{Re} \left(E_r^{\parallel} \right) \operatorname{Im} \left(E_r^{\perp} \right) + \operatorname{Im} \left(E_r^{\parallel} \right) \operatorname{Re} \left(E_r^{\perp} \right) \right]$. Soit en utilisant les équations 4.3 et 4.4 :

$$I_1 - I_2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_i^2 \cos(\theta) \sin(\theta) \frac{T_1 \alpha \sin(\phi)}{(1 - \alpha)^2 + 4\alpha \sin^2(\frac{\phi}{2})} \quad (4.7)$$

Ce signal peut alors être utilisé comme signal d'erreur comme le montre la figure 4.13.

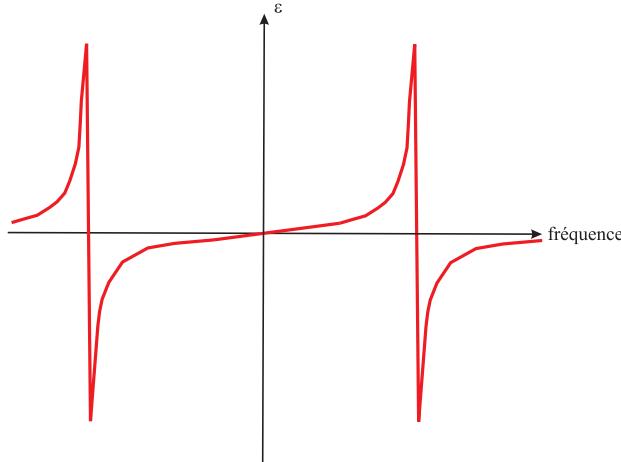


FIG. 4.13 – Allure de la courbe du signal d'erreur d'asservissement de Hänsch-Couillaud.

Réalisation pratique

De même que le laser titane-saphir, la cavité de doublement *Tekhnoscan* est placée sous la hotte et le cristal de LBO est maintenu à une température constante en utilisant la chaleur dissipée par effet Joule dans un transistor de puissance. La cavité comporte des miroirs diélectriques. Ces miroirs introduisent sur une lumière polarisée linéairement un déphasage entre les composantes de polarisation parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Ils peuvent donc jouer le rôle du polariseur de la figure 4.13. L'asservissement de la cavité se fait avec deux miroirs, montés sur deux cales piézo-électriques (une pour des fréquences lentes, l'autre pour des fréquences rapides). Le schéma des optiques utilisées est visible sur le schéma 4.14.

4.3.5 Asservissement des diodes de repompage : la technique de Pound-Drever-Hall

But de l'asservissement

Bien qu'elle puisse être utilisée pour verrouiller la longueur d'une cavité en utilisant un laser dont la fréquence est très stable [85], la technique de Pound-Drever-Hall nous permet d'asservir en fréquence les diodes lasers de repompage en les verrouillant sur la cavité Fabry-Perot. En effet, nous verrons que la longueur optique de la cavité est fixée au paragraphe 4.3.6. Cette technique est aujourd'hui très répandue car elle permet d'asservir plusieurs lasers sur la même cavité.

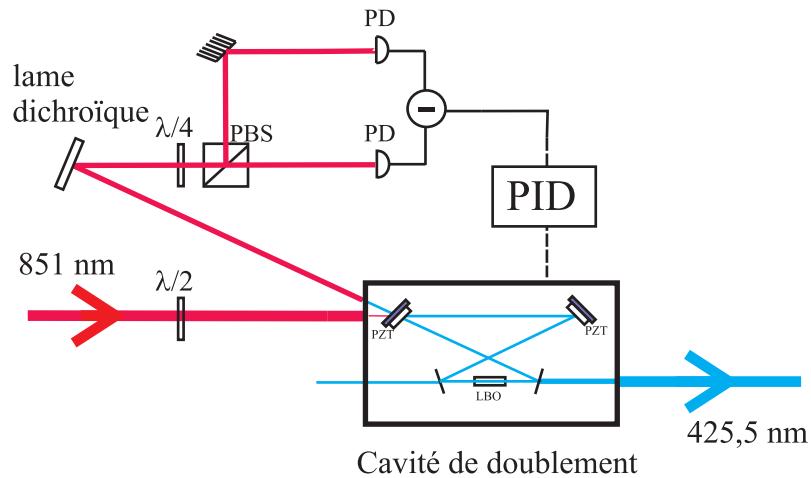


FIG. 4.14 – Schéma de notre montage d'asservissement de Hänsch-Couillaud. La lame $\lambda/2$ du titane-saphir sert à orienter la polarisation du laser infrarouge par rapport au miroir d'entrée diélectrique. La lame dichroïque permet de séparer la composante infrarouge de la composante bleue dans la lumière réfléchie par la cavité de doublement. La fréquence infrarouge est utilisée pour asservir la cavité.

Modèle qualitatif

Cette partie a pour but d'expliquer le principe d'obtention du signal d'erreur. Le schéma d'un montage typique de Pound-Drever-Hall est illustré par la figure 4.15.

La technique de Pound-Drever-Hall repose sur la différence de phase introduite par une modulation radiofréquence sur un champ laser entre la porteuse et ses bandes latérales en réflexion du miroir d'entrée d'une cavité optique. En démodulant à la fréquence de la porteuse grâce à un mélangeur, nous montrons dans le paragraphe suivant qu'un signal dispersif peut être obtenu.

Cette technique a l'avantage de bénéficier d'une plage de capture large et d'une bonne sensibilité (pente raide du signal d'erreur au point de fonctionnement). En choisissant des fréquences de modulation différentes pour chaque laser, la technique de Pound-Drever-Hall permet d'asservir plusieurs lasers sur la même cavité. Du reste, nous l'utilisons pour nos deux diodes laser.

Modèle quantitatif

Nous considérons un champ laser classique monomode de pulsation ω_0 modulé en phase à la pulsation Ω . Dans une description classique, ce champ s'écrit :

$$E = E_0 e^{i[\omega_0 t + m \sin(\Omega t)]} \quad (4.8)$$

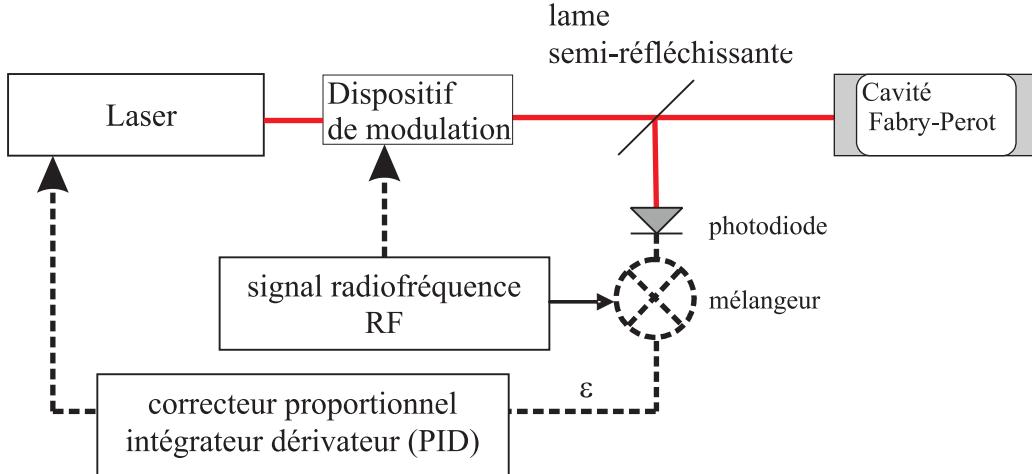


FIG. 4.15 – Schéma de principe du montage de l'asservissement Pound-Drever-Hall.

où m est l'indice de modulation et E_0 l'amplitude du champ laser.

Cette expression devient en utilisant les fonctions de Bessel de première espèce notées J_n :

$$E = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) e^{i(\omega_0 + mn\Omega)t} \quad (4.9)$$

Comme l'indice de modulation est faible ($m \ll 2$) en pratique, toute l'énergie de l'onde incidente se retrouve principalement dans trois composantes fréquentielles : la porteuse et les deux premières bandes latérales aux fréquences ω_0 et $\omega_0 \pm \Omega$. L'équation 4.9 se réécrit :

$$E = E_0 [J_0(m) e^{i\omega_0 t} + J_1(m) e^{i(\omega_0 + \Omega)t} + J_{-1}(m) e^{i(\omega_0 - \Omega)t}] \quad (4.10)$$

D'où :

$$E = E_0 [J_0(m) e^{i\omega_0 t} + J_1(m) e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - J_1(m) e^{i(\omega_0 - \Omega)t}] \quad (4.11)$$

Ce champ laser est injecté dans une cavité Fabry-Perot dont l'expression générale du coefficient de réflexion R en amplitude est donnée par :

$$R(\omega) = r \frac{1 - e^{-i2\omega \frac{L}{c}}}{1 - r^2 e^{-i2\omega \frac{L}{c}}} \quad (4.12)$$

en notant r le coefficient de réflexion en amplitude supposé identique des deux miroirs.

Le champ réfléchi par la cavité s'écrit ainsi :

$$E_r = E_0 [F(\omega_0) J_0(m) e^{i\omega_0 t} + F(\omega_0 + \Omega) J_1(m) e^{i(\omega_0 + \Omega)t} - F(\omega_0 - \Omega) J_1(m) e^{i(\omega_0 - \Omega)t}] \quad (4.13)$$

Afin d'obtenir le signal d'erreur de l'asservissement, l'intensité du champ réfléchi est détectée sur une photodiode. En posant $I_0 = J_0^2(m) |E_0|^2$ et $I_1 = J_1^2(m) |E_0|^2$ et $I = |E_r|^2$, nous obtenons :

$$I = \left| \sqrt{I_0} F(\omega_0) + \sqrt{I_1} F(\omega_0 + \Omega) e^{i\Omega t} - \sqrt{I_1} F(\omega_0 - \Omega) e^{-i\Omega t} \right|^2 \quad (4.14)$$

Soit :

$$\begin{aligned} I &= I_0 |F(\omega_0)|^2 + I_1 |F(\omega_0 + \Omega)|^2 + I_1 |F(\omega_0 - \Omega)|^2 \\ &+ 2\sqrt{I_0 I_1} \operatorname{Re} \{F(\omega_0) [F^*(\omega_0 + \Omega) - F^*(\omega_0 - \Omega)]\} \cos(\Omega t) \\ &+ 2\sqrt{I_0 I_1} \operatorname{Im} \{F(\omega_0) [F^*(\omega_0 + \Omega) + F^*(\omega_0 - \Omega)]\} \sin(\Omega t) \\ &+ 2I_1 \operatorname{Re} \{F^*(\omega_0 + \Omega) F(\omega_0 - \Omega)\} \cos(2\Omega t) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Une démodulation à la fréquence Ω du signal donnée par l'équation 4.15 c'est-à-dire une multiplication par un signal de même fréquence que le signal de modulation puis un moyennage temporel permet de séparer la partie proportionnelle à $\sin(\Omega t)$ pour obtenir le signal d'erreur noté ϵ :

$$\epsilon = 2\sqrt{I_0 I_1} \operatorname{Im} \{F(\omega_0) [F^*(\omega_0 + \Omega) + F^*(\omega_0 - \Omega)]\} \quad (4.16)$$

Ce signal d'erreur a la forme du signal donné par la figure 4.16. Il est antisymétrique avec une pente raide autour de la porteuse. De plus, il s'annule lorsque la porteuse est résonante avec un mode de la cavité. C'est donc bien un signal dispersif permettant de réaliser un asservissement en fréquence.

Montage expérimental

Plusieurs dispositifs permettent de réaliser la modulation d'une onde lumineuse monochromatique : par exemple, dans l'article [85], c'est un modulateur électro-optique (cellule de Pockels) qui crée la modulation. Cependant, dans le cas de diode laser, il est plus pratique de moduler sinusoïdalement la fréquence par modulation du courant de la diode laser en additionnant cette modulation au courant continu appliqué sur celle-ci.

Nos deux diodes sont ainsi modulées à des fréquences différentes comme le montre la figure 4.17 puis injectées dans la cavité Fabry-Perot. Le signaux réfléchis par la cavité sont détectés par une photodiode rapide. Les signaux d'erreur sont ensuite envoyés à des correcteurs PID qui rétroagissent sur la position des cales piézo-électriques sur lesquelles sont collés les réseaux de chacune des diodes de repompage. Les détails de la conception et de la réalisation de l'électronique de correction peuvent être trouvés dans la référence [83]. Les diodes ainsi asservies ont une stabilité inférieure à la largeur

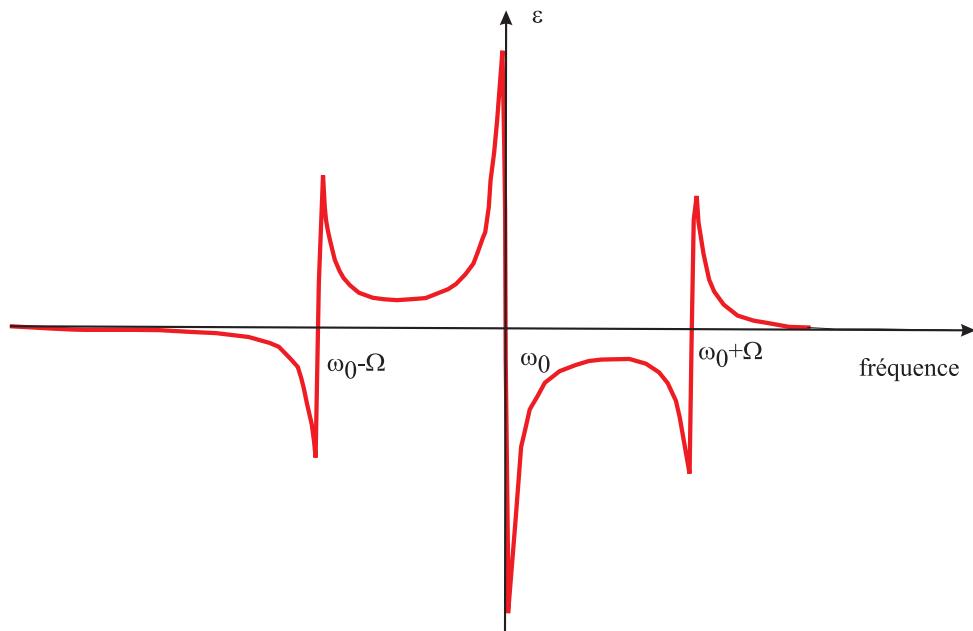


FIG. 4.16 – Courbe du signal d'erreur de l'asservissement Pound-Drever-Hall en fonction de la fréquence.

de transmission d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot ce qui est satisfaisant pour notre application.

4.3.6 Asservissement de la longueur de la cavité sur une source atomique

La fréquence de tous les lasers est asservie sur la cavité Fabry-Perot de très bonne stabilité mécanique. Les dérives lentes de celle-ci sont corrigées en asservissant la longueur de la cavité sur la raie atomique correspondant à la transition optique quasi-fermée du ^{52}Cr .

Notre référence atomique

L'absorption saturée est réalisée dans une lampe à cathode creuse⁷ contenant du chrome. La lampe à cathode creuse est une lampe à décharge dans laquelle les atomes métalliques sont obtenus par pulvérisation. Dans notre cas des atomes de chrome sont obtenus dans une décharge de Krypton dont la pression est de l'ordre d'une dizaine

⁷modèle 3QQNY/Cr de la marque Cathodeon

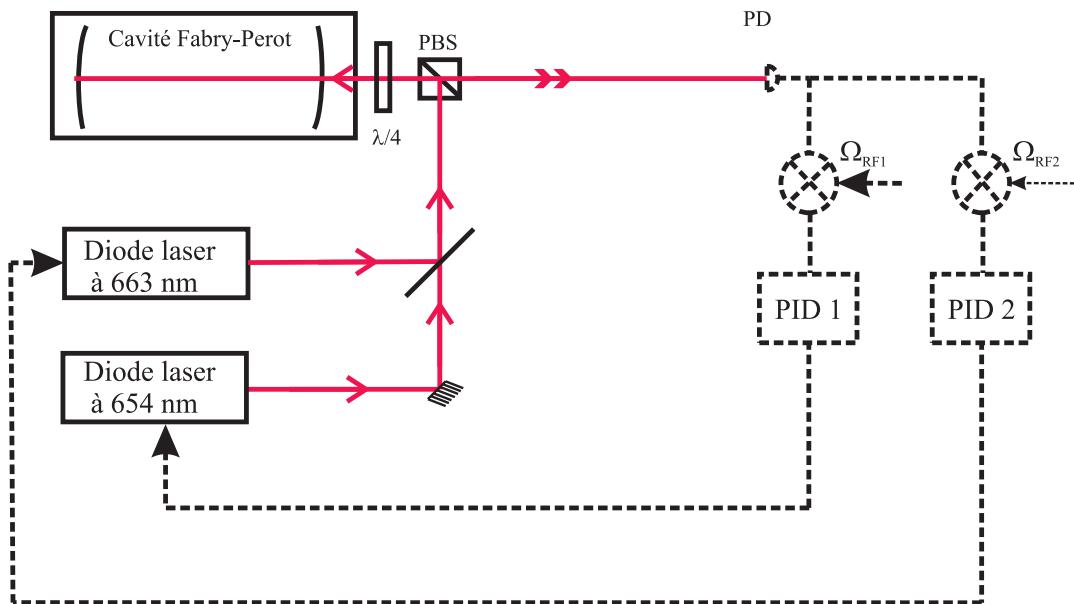


FIG. 4.17 – Schéma de notre dispositif d'asservissement des diodes de repompage. Dans notre expérience, $\Omega_{RF1} = 10,9 \text{ MHz}$ et $\Omega_{RF2} = 6,6 \text{ MHz}$.

de milliTorr. Cette lampe fonctionne avec une alimentation⁸ fournissant un courant de 9 mA pour 350 V.

La technique de l'absorption saturée

Dans un montage typique d'absorption saturée, deux faisceaux lasers de même fréquence ω_{laser} variable et de vecteurs d'onde opposés illuminent une vapeur d'un gaz atomique. Le premier faisceau dit faisceau pompe a une intensité suffisante pour saturer l'absorption de la transition considérée alors que le deuxième faisceau appelé faisceau sonde est d'intensité plus faible.

En notant ω_0 la fréquence de la transition atomique, deux cas sont possibles :

- si $\omega_{\text{laser}} \neq \omega_0$, alors les faisceaux interagissent avec des atomes différents de classe de vitesse v pour l'un et $(-v)$ pour l'autre, v correspondant à $v = \frac{|\omega_{\text{laser}} - \omega_0|}{k}$.
- si $\omega_{\text{laser}} = \omega_0$, les deux faisceaux agissent sur les atomes de même classe de vitesse longitudinale nulle. Comme le faisceau pompe sature l'absorption, le faisceau sonde est mieux transmis que si le faisceau pompe n'est pas envoyé. Un creux apparaît à la fréquence ω_0 sur le profil d'absorption. La largeur de ce creux est liée à celle de la largeur homogène de la transition qui est très faible devant la largeur inhomogène (largeur Doppler) liée à l'agitation thermique des atomes.

⁸modèle LNG 350-0,6 de la marque Knürr-Heinziger

Principe de l'asservissement

La manière dont nous utilisons le signal d'absorption ainsi obtenu est illustrée sur la figure 4.18.

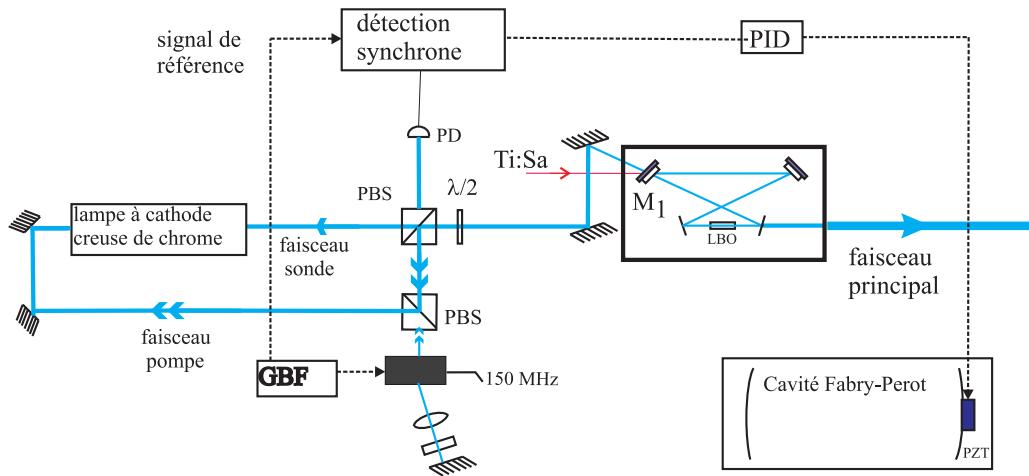


FIG. 4.18 – Schéma du montage de verrouillage par absorption saturée. La lumière bleue utilisée (transmise par M_1) représente 4% de la puissance du faisceau bleu principal.

Le faisceau sonde et le faisceau pompe sont décalés en fréquence au moyen d'un modulateur acousto-optique utilisé dans la configuration double-passage (voir paragraphe 4.4.2). Cela permet de décaler de 300 MHz le faisceau pompe par rapport à la sonde.

Le principe de fonctionnement d'une absorption saturée avec un faisceau pompe décalé par rapport au faisceau sonde est identique à celui d'une absorption saturée classique. La différence est que la classe de vitesse longitudinale v interagissant avec les deux faisceaux à la fois n'est plus la classe de vitesse nulle. Celle-ci se détermine en traduisant les conditions de résonance pour la pompe et la sonde : nous avons ainsi $\omega_0 = \omega_{\text{laser}} + kv$ pour la sonde et $\omega_0 = \omega_{\text{laser}} + 2\Delta_M - kv$ pour la pompe avec $\Delta_M = \frac{300}{2}$ MHz. D'où $v = \frac{\Delta_M}{k}$ soit $v = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et d'autre part, $\omega_{\text{laser}} = \omega_0 + \Delta_M$. Le faisceau bleu principal sortant de la cavité de doublement est ainsi décalé de $\Delta_M = 150$ MHz de la transition fermée du ^{52}Cr lorsqu'on est asservi et sert de ralentisseur Zeeman pour le ^{53}Cr comme l'explique le paragraphe 4.4.1.

Pour effectuer l'asservissement, nous utilisons la dérivée du signal d'absorption saturée de la transition considérée et non le signal lui-même. L'obtention de la dérivée du signal d'absorption se fait en modulant la fréquence de la radiofréquence envoyée au modulateur acousto-optique, en envoyant le signal d'absorption saturée sur une détection synchrone⁹ qui extrait un signal de faible amplitude et de fréquence donnée au milieu du bruit (amplificateur très sélectif en fréquence). Ce signal d'erreur est envoyé

⁹modèle SR539 de la marque Stanford Research

sur un circuit PID qui contrôle la tension appliquée à la cale piézo-électrique sur laquelle est collée l'un des miroirs de la cavité Fabry-Perot, et donc la longueur de celle-ci.

Résultats expérimentaux

Dans notre dispositif, la puissance et le waist du faisceau sonde valent respectivement $200 \mu\text{W}$ et $940 \mu\text{m}$. L'intensité associée est de l'ordre de I_{sat} . Pour le faisceau pompe, sa puissance s'élève à $2,75 \text{ mW}$ et son waist vaut $570 \mu\text{m}$ pour une intensité s'élevant à $30 I_{\text{sat}}$. La figure 4.19 illustre les résultats obtenus avec ces paramètres. La largeur à mi-hauteur du « creux » d'absorption saturée est d'environ 30 MHz ce qui correspond à six fois la largeur naturelle de l'état excité : ceci est dû à un élargissement collisionnel de la transition dans la cathode creuse¹⁰. C'est aussi l'ordre de grandeur de la plage de capture de cet asservissement.

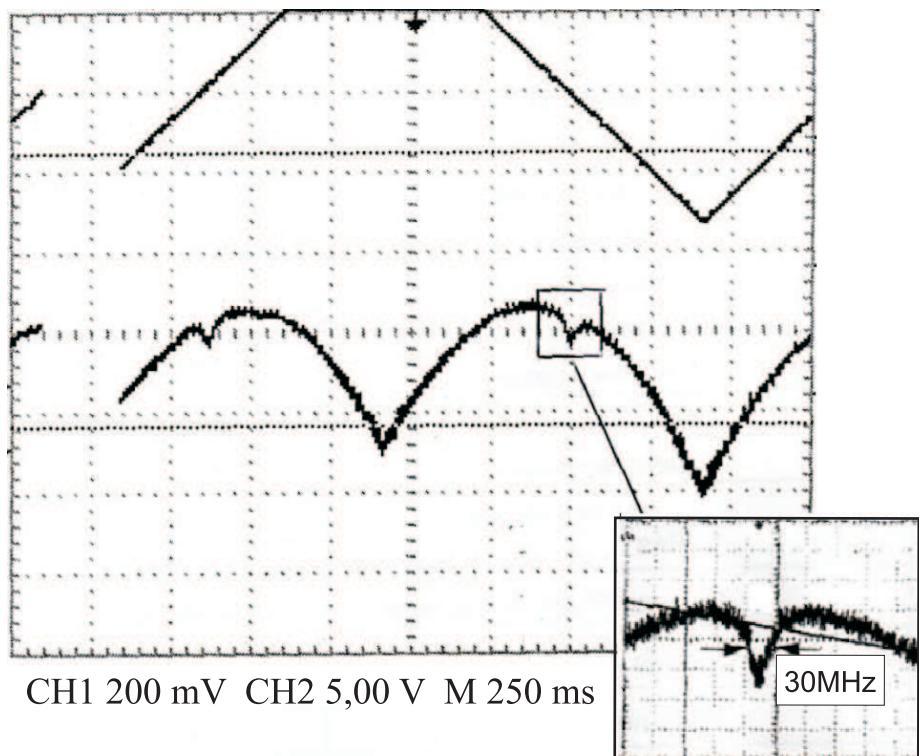


FIG. 4.19 – *Signal d'absorption saturée délivré directement par la photodiode.*

¹⁰Cet effet a aussi été observé dans une lampe à cathode creuse de fer (décharge dans de l'argon) pour la transition ${}^5\text{D}_4 \rightarrow {}^5\text{F}_5$ du ${}^{56}\text{Fe}$. Pour une largeur naturelle de $2,5 \text{ MHz}$, la largeur observée s'élève à $(30 \pm 3) \text{ MHz}$ [86]

Les autres isotopes peuvent aussi être observés ce qui permet de réaliser un étalonnage en fréquence du signal d'erreur comme le montre la figure 4.20. Lorsque le laser est asservi, l'étalonnage de la pente au centre du signal d'erreur donne une fluctuation de fréquence de l'ordre de $\frac{\Gamma}{2,5} = 2$ MHz. L'asservissement a ainsi des performances suffisantes pour l'application au refroidissement.

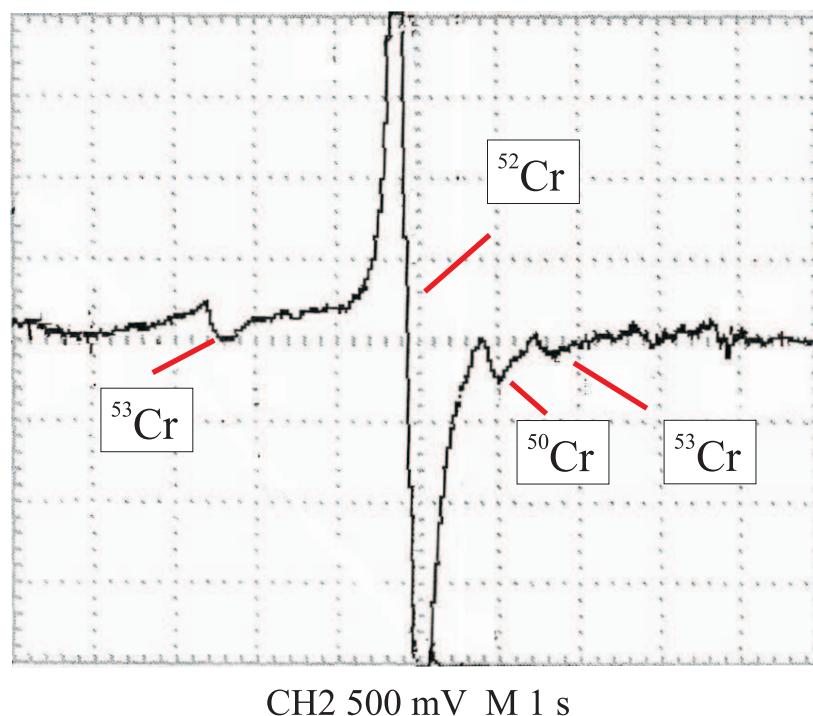


FIG. 4.20 – *Observation du spectre d'absorption saturée des quatre isotopes du chrome. Sur cette figure issue de la détection synchrone, on observe les raies des quatre isotopes. Le fermion possède plusieurs raies à cause de sa structure hyperfine. Chacune des raies peut être différenciée en calculant le décalage spectroscopique par rapport à la raie du ^{52}Cr . En effet, du fait de l'abondance de cet isotope, elle est facilement identifiable. Sur la figure, on observe aussi en pointillés des artefacts dus aux changements de pente de la rampe de tension qui est appliquée.*

4.3.7 Asservissement en température de la cavité Fabry-Perot Nécessité de cette thermalisation

L'asservissement de la longueur de la cavité Fabry-Perot à la transition cyclante du chrome par la technique d'absorption saturée implique une relation linéaire entre la

longueur de la cavité L et la longueur d'onde de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$, notée $\lambda_{S \rightarrow P}$. En effet, le laser titane-saphir est injecté dans la cavité Fabry-Perot ce qui permet d'écrire $L = k \frac{\lambda_{IR}}{2} + L_0$ avec k l'ordre d'interférence entier, λ_{IR} la longueur d'onde du laser titane-saphir et L_0 traduit l'effet des déphasages internes. Comme de plus $\lambda_{S \rightarrow P} = \frac{\lambda_{IR}}{2}$, nous avons $L = k\lambda_{S \rightarrow P} + L_0$ avec k entier.

Sur le dispositif décrit jusqu'à présent, aucun moyen ne permet de repérer cet entier k . Ainsi, sous l'effet des dilatations thermiques dans la cavité Fabry-Perot, il se peut qu'il soit différent d'un jour à l'autre. Ce phénomène n'a pas d'influence sur la longueur d'onde du laser bleu en raison de la stabilisation sur la référence atomique mais est au contraire gênant pour les fréquences des diodes de repompage. En effet, un changement de l'entier k correspond à un changement en fréquence d'un ou plusieurs intervalles spectraux libres à 851 nm comme le montre la figure 4.21 : comme un décalage d'un intervalle spectral libre dans l'infrarouge ne correspond pas à un décalage d'un intervalle spectral libre dans le rouge, si durant la première journée les diodes de repompage étaient à résonance, elles n'y sont plus le deuxième jour.

Afin d'empêcher de tels décalages, on se propose de limiter les dilatations thermiques de la cavité Fabry-Perot en contrôlant la température de cette cavité, à $\frac{\lambda_{IR}}{2}$ près.

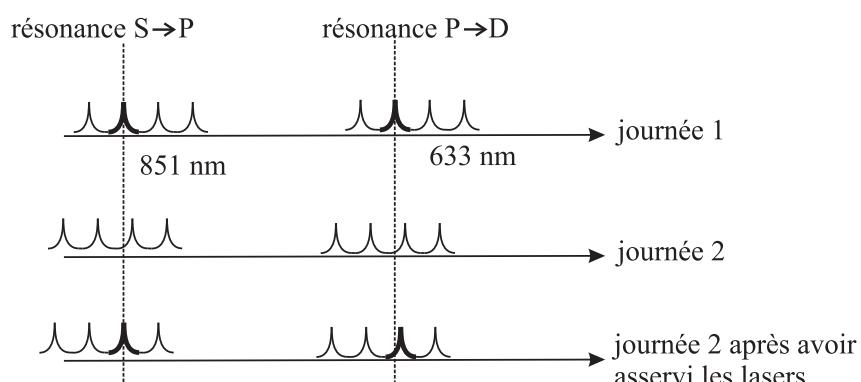


FIG. 4.21 – *Effets des dilatations thermiques sur les fréquences des lasers du montage. Nous supposons qu'entre la journée 1 et la journée 2, les dilatations thermiques provoquent un décalage en fréquence d'un intervalle spectral libre infrarouge. La fréquence du laser à 653 nm est alors asservie à deux intervalles spectraux libres rouges par rapport à la première journée. Le laser de repompage n'est alors plus à résonance bien qu'il soit asservi en fréquence.*

Performances requises

Cet asservissement en température doit assurer que la position des fréquences rouges varie suffisamment peu pour que l'asservissement de Pound-Drever-Hall des diodes de repompage se réalise chaque jour sur le même pic d'Airy. Nous fixons ainsi comme critère que l'excursion en fréquence autour d'un pic d'Airy soit inférieure à 1/4 de l'intervalle spectral libre dans le rouge. Nous allons convertir ce critère en fréquence en terme de performances en température.

Lorsque les diodes de repompage sont asservies à la cavité Fabry-Perot via le Pound-Drever-Hall, nous avons :

$$L = p \frac{\lambda_{\text{rouge}}}{2} \quad (4.17)$$

avec p entier (ordre d'interférence) et λ_{rouge} la longueur d'onde de la diode rouge.

La cavité Fabry-Perot externe est faite en invar. Cet alliage de fer et de nickel comprend 36% de nickel qui présente la plus faible dilatabilité en température des métaux et alliages connus dans la gamme des basses températures jusqu'à 230° environ. Le coefficient de dilatation α varie beaucoup selon les sources consultées, notamment parce que ce coefficient est très sensible à la pureté de l'alliage. Ainsi, à 23 °C, selon la référence [87], il varie entre 0,6 et $0,9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ alors que pour les données d'Imphy¹¹, il vaut $1,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Par sécurité, je prends la valeur la plus élevée que j'ai trouvée lors de mes recherches qui est celle d'Imphy. Ainsi, pour la suite, $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Nous en déduisons d'après l'équation 4.17 :

$$\Delta_\Theta = \frac{\Delta_p \lambda_{\text{rouge}}}{2\alpha L} \quad (4.18)$$

en notant Δ_p l'excursion de l'ordre d'interférence et Δ_Θ celle en température.

Notre critère $\Delta_p < 0,25$ devient donc $\Delta_\Theta < 0,13 \text{ K}$.

La température de la pièce étant asservie à 1,7 K près (voir figure 4.23), il semble utile d'isoler d'abord thermiquement la cavité dans une boîte puis de réaliser un asservissement électronique. Nous allons étudier successivement ces deux éléments.

Une boîte d'isolation thermique

Une boîte a été conçue et réalisée par l'atelier de mécanique du laboratoire pour atténuer les variations de température extérieure. Elle est faite en plexiglas (1 cm d'épaisseur). L'intérieur est tapissé d'une mousse isolante. L'épaisseur faible à laquelle il faut travailler limite les choix possibles de mousse. Le choix retenu est une plaque isolante et réfléchissante de la marque Castorama¹². C'est une mousse en polyuréthane d'épaisseur 10 mm qui est pourvue de chaque côté d'une mince feuille d'aluminium. Cet élément est notamment utilisé derrière les radiateurs où il réfléchit jusqu'à 95 %

¹¹fournisseur d'Invar pour la France

¹²NOMAREFLEX PU référence 950312. Le prix pour une plaque de dimension 0,60 m x 0,80 m en février 2005 était inférieur à 20 euros.

du rayonnement. Il est difficilement inflammable et facilement découpable. Pour le passage de faisceaux dans la boîte, l'atelier d'optique du laboratoire a réalisé deux hublots en BK7 de diamètre 25 mm et d'épaisseur 10 mm. Ces deux optiques n'ont pas de traitements de surface particuliers.

L'évaluation des performances de cette boîte nécessite la mise au point d'un dispositif de mesure de température. La gamme de température sur laquelle nous allons travailler n'est pas très étendue et la température de consigne est de l'ordre de grandeur de la température ambiante. Les thermocouples utilisés notamment lors des dégazages sont donc peu adaptés. Une simple thermistance efficace pour des températures allant de 10 à 40 °C suffit. Une thermistance est un composant dont la résistance dépend de la température. Dans le cas des thermistances¹³ utilisées pour ce projet, la résistance diminue quand sa température augmente. Elle vaut 10 kΩ à 25 °C. Le dispositif électronique qui mesure la température est donc un montage de mesure de résistance avec un pont de Wheatstone comme le montre la figure 4.22.

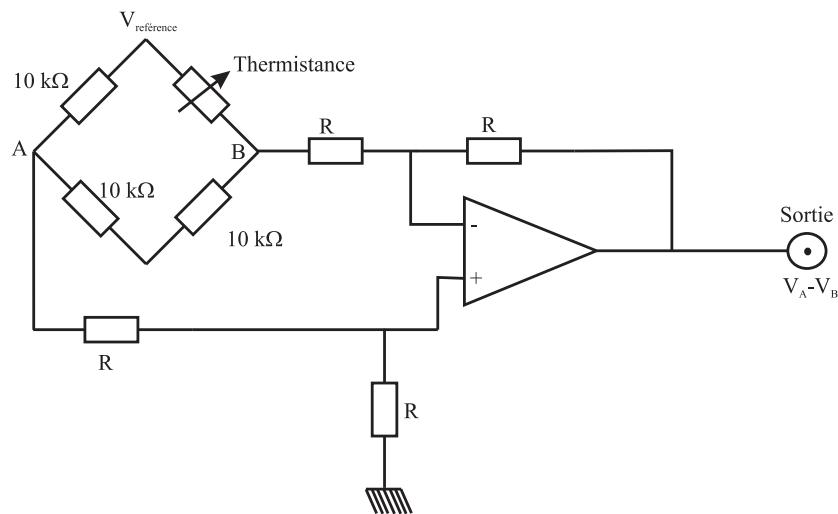


FIG. 4.22 – *Circuit de mesure de la température. Le circuit de mesure comprend un pont de Wheatstone alimenté par une alimentation à masse flottante qui permet d'obtenir une différence de potentiel entre les points A et B proportionnelle à la résistance de la thermistance. Ainsi, l'amplificateur opérationnel est utilisé dans une configuration soustractrice qui permet de disposer sur la sortie BNC de la différence des deux potentiels. Afin de pouvoir réaliser plusieurs mesures simultanément, j'ai réalisé une boîte avec six montages de ce type fonctionnant en parallèle.*

La tension délivrée en sortie de la boîte est enregistrée et interprétée en terme de température par un programme LabVIEW. Pour connaître la précision de la température affichée par le logiciel LabVIEW, j'ai réalisé plusieurs expériences. J'ai d'abord vérifié que la température des résistances du pont de Wheatstone n'influence pas la

¹³référence B57861 S 861/10 k/ +40 de la marque Siemens Matsushita

mesure de température. En utilisant un pistolet à air chaud, j'ai soufflé de l'air sur les résistances et cela n'a eu aucun effet visible sur la température mesurée. J'ai aussi mesuré le bruit électronique du montage en ne branchant pas la thermistance de mesure. La valeur de l'indication de température varie alors aléatoirement entre les valeurs $T_{\min}=23,329\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $T_{\max}=23,372\text{ }^{\circ}\text{C}$. Cette observation signifie que le bruit électronique limite la précision qui peut être obtenue avec ce circuit de mesure : toutes les valeurs de températures mesurées dans la suite sont valables à $\pm 0,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ près.

Le montage de mesure décrit dans les paragraphes précédents permet d'effectuer une évaluation quantitative de l'isolation thermique de la boîte. Nous mesurons la variation de la température à l'extérieur et à l'intérieur de la boîte. A l'extérieur, la température de la pièce est régulée par une climatisation. Celle-ci a un effet reproduit avec un cycle en deux étapes : la température croît pendant 200 minutes environ puis le système de climatisation se déclenche et au bout d'une heure, il atteint sa température de consigne ce qui provoque son arrêt. Cet effet est illustré par la courbe noire sur le graphique 4.23. La variation maximale de température vaut $3,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ¹⁴. La mesure de la température à l'aide d'un capteur placé sur la mousse isolante permet d'obtenir la courbe de couleur claire sur la figure 4.23. Nous observons le même comportement atténué de la température à l'intérieur de la boîte. Dans ce cas, la variation maximale de température vaut $1,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nous en déduisons un coefficient d'absorption de la boîte de $\frac{2,2}{3,3} = 66\%$.

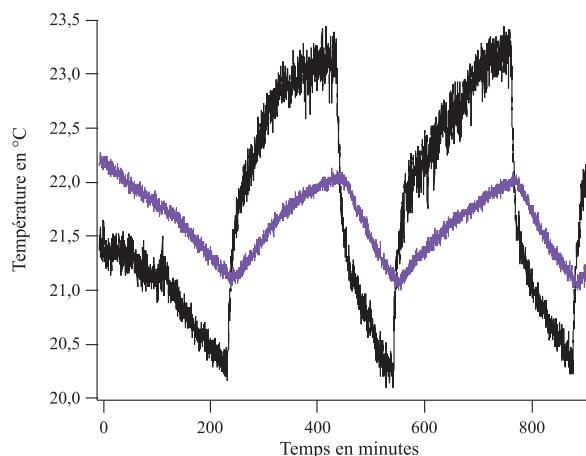


FIG. 4.23 – *Evaluation de l'isolation thermique de la boîte. La courbe en noir est la courbe prise à l'extérieur. Elle correspond à l'évolution temporelle de la température de la pièce principalement due au système de climatisation. La courbe claire correspond à la température prise dans la boîte d'isolation. Elle a été décalée de $2\text{ }^{\circ}\text{C}$ vers le bas afin de mettre en évidence la corrélation entre les deux courbes.*

¹⁴Depuis la date de ces mesures, un changement du système de climatisation de la salle a réduit cette variation maximale à $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ environ (voir figure 4.26).

L'asservissement électronique

Le dispositif d'asservissement en température comprend plusieurs parties : un élément chauffant, le montage de mesure déjà décrit ci-dessus et un dispositif de correction électronique.

Diverses solutions pratiques ont été envisagées pour maintenir la température de la cavité Fabry-Perot : module à effet Peltier, cordon chauffant, thermocoaxe chauffant, ventilateur et bobine. Cette dernière solution de chauffage par effet Joule a été retenue parce que nous désirons chauffer très peu et que, de plus, elle est simple à mettre en oeuvre. Néanmoins, certaines parties ne pourront pas être entourées de fil de cuivre ce qu'il faudra compenser en entourant la cavité de feuilles d'aluminium. De plus, on pourrait craindre que cet enroulement crée un champ gênant pour deux éléments du dispositif expérimental : la lampe à cathode creuse située à 40 cm et l'enceinte du piège magnéto-optique située à 1,80 m de la cavité Fabry-Perot. Mais le champ magnétique produit par un enroulement autour de la cavité est trop faible pour perturber ces éléments.

Le dispositif de correction électronique est un asservissement PID traditionnel dont les paramètres sont ajustables grâce à l'utilisation de potentiomètre. Pour qu'il fonctionne correctement puisque les processus thermiques sont lents, le capteur de mesure, c'est-à-dire la thermistance, doit être placé directement sur l'actionneur qui est ici la bobine.

J'ai effectué des tests pour trouver les bons paramètres de résistances du correcteur PID et le nombre de couches de papier aluminium dont il faut recouvrir la cavité Fabry-Perot. Dans tous les tests thermiques que j'ai effectués dans la suite, la cavité Fabry-Perot est simulée par un barreau cylindrique de longueur 42,5 cm et de diamètre 3 mm en dural. Pour simuler la situation réelle, j'ai réalisé un bobinage partiel de ce barreau. Dans chaque expérience, deux thermistances mesurent la température sur le barreau en plus de la thermistance qui sert à la rétroaction. En utilisant le programme LabVIEW de mesure qui permet de faire une analyse en temps réel, il a été relativement aisés de parvenir à un régime où à court terme (une trentaine de minutes), la température monte puis se stabilise. J'ai alors testé les performances du système à long terme selon la procédure suivante : la température est mesurée pendant huit heures environ une fois le régime stationnaire atteint ce qui prend cinq à dix minutes. De cette manière, nous avons 5000 points de mesure pour une position sur le barreau. J'ai supposé qu'ils obéissaient à une loi de répartition gaussienne de paramètre σ de telle sorte que la probabilité de mesurer une valeur x vaut $P(x) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}}$ avec A une constante. Sous cette hypothèse, 97% des mesures sont comprises dans un intervalle de 3σ . Nous prendrons ce critère de 3σ pour quantifier la performance réalisée en température. Ainsi, pour chaque série de données, un histogramme de pas inférieur à $0,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ des valeurs a été réalisé et ajusté par une fonction gaussienne. J'ai réalisé une série de mesures pour les cas sans papier d'aluminium, puis avec une, deux ou trois couches d'aluminium. J'ai aussi dû modifier à nouveau les paramètres de la correction. Le

résultat final auquel je parviens est illustré par la figure 4.24 : trois couches d'aluminium sont nécessaires et l'asservissement permet d'atteindre les spécifications demandées.

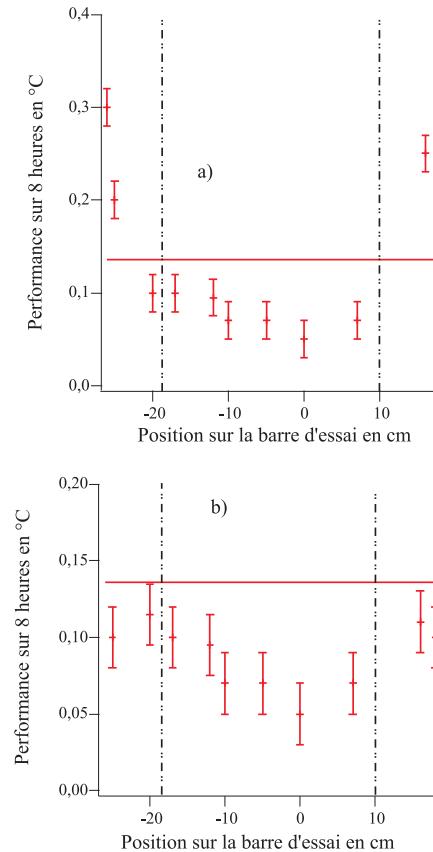


FIG. 4.24 – *Tests de performances. La figure a correspond à une situation où une seule couche de papier aluminium est utilisée et la figure b à la configuration finale avec trois couches de papier aluminium. Le trait horizontal donne la performance requise pour la variation de température. Les traits pointillés verticaux montrent les limites de la partie bobinée ; à l'extérieur de ces lignes, il n'y aucun bobinage. L'incertitude sur la température mesurée est liée au bruit électronique comme expliqué dans le texte. Les valeurs affichées correspondent à « l'analyse gaussienne » évoquée précédemment.*

Réalisation du bobinage

Le bobinage le plus uniforme possible a été réalisé en utilisant un tour de l'atelier de mécanique. Nous avons utilisé la vitesse la plus lente de rotation du tour. Le résultat obtenu est montré sur la photographie 4.25.



FIG. 4.25 – Photographie du bobinage de la cavité Fabry-Perot. Une couche la plus uniforme possible de bobinage a été réalisée.

Performances du dispositif

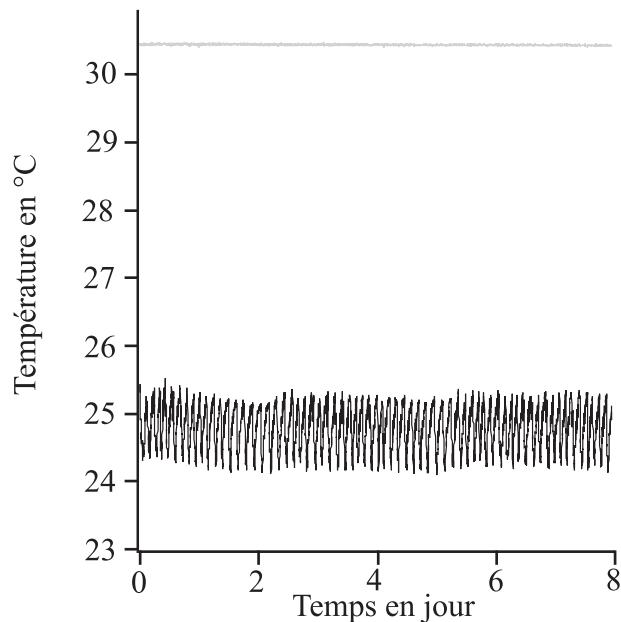


FIG. 4.26 – *Performances obtenues en pratique. La courbe foncée illustre l'évolution de la température dans la pièce alors que la courbe claire est celle de la cavité.*

Les performances du dispositif obtenues sont meilleures que celles obtenues lors des tests parce que les zones qui ne sont pas bobinées ne sont pas aussi grandes que celles du barreau employé. Comme le montre une analyse des mesures de la figure 4.26, nous obtenons ainsi une stabilité de $0,05\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 0,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ ce qui est en dessous de la valeur de $0,13\text{ }^{\circ}\text{C}$ désirée.

4.3.8 Bilan des asservissements

L'ensemble des asservissements à court terme et à long terme précédemment décrit permettent d'obtenir une lumière laser transmise par la cavité de doublage non modulée et dont le bruit en fréquence résiduel est de l'ordre de $\frac{\Gamma}{2,5} = 2\text{ MHz}$. Cela rend cette source laser utilisable pour nos applications. De même, les diodes lasers de repompage peuvent être asservies sur leurs transitions respectives avec un bruit en fréquence inférieur à 3 MHz à comparer à la largeur de l'état excité qui vaut 5 MHz .

4.4 Réalisation des différentes fréquences nécessaires

4.4.1 Les fréquences nécessaires au montage

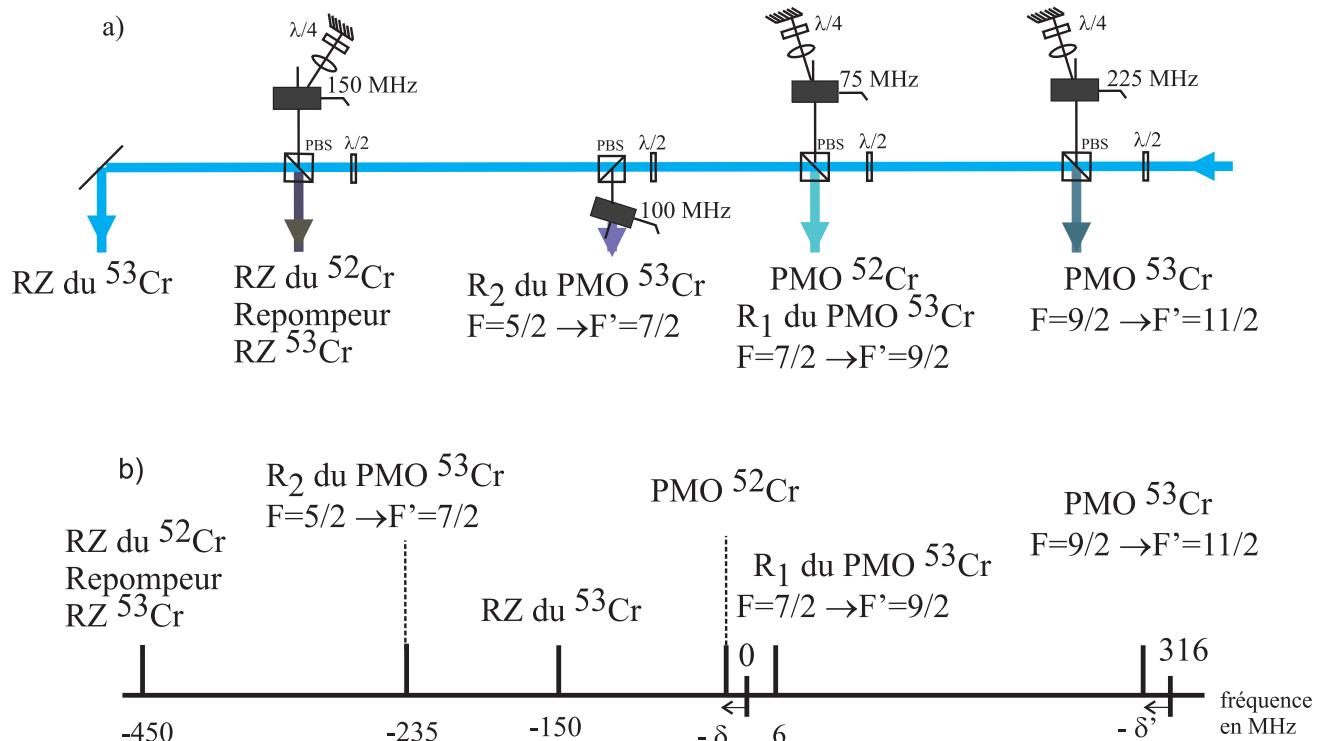
Dans les expériences d'optique atomique, on est amené à contrôler avec précision la fréquence des lasers afin de pouvoir se rapprocher de transitions atomiques. Lorsque ces décalages ne sont pas trop grands, des modulateurs acousto-optiques sont utilisés.

Ainsi, pour refroidir et manipuler simultanément les deux isotopes majoritaires du chrome, il est nécessaire de générer plusieurs faisceaux lasers : les faisceaux du ralentisseur Zeeman et les faisceaux refroidisseurs du piège magnéto-optique. A ces faisceaux, il faut ajouter les repompeurs nécessaires pour le ^{53}Cr à cause de sa structure hyperfine. Bien qu'on pourrait s'attendre à ce que trois repompeurs soient nécessaires pour réaliser le piège magnéto-optique ainsi que pour le ralentisseur Zeeman, l'expérience montre que seulement deux repompeurs sont nécessaires pour le piège magnéto-optique (repompeurs R_1 et R_2 sur la figure 4.27) et un seul dans le ralentisseur Zeeman (voir paragraphe 3.3.3). Or, deux transitions sont très proches en fréquence : la transition de refroidissement $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr et la transition $|^7\text{S}_3, F = 7/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F' = 9/2\rangle$ du ^{53}Cr correspondant au repompeur R_1 . En conséquence, comme le montre la figure 4.27, deux faisceaux de même fréquence joueront un rôle pour l'espèce bosonique et l'espèce fermionique : le faisceau refroidisseur du ^{52}Cr est aussi le repompeur R_1 du ^{53}Cr et le faisceau du ralentisseur Zeeman du ^{52}Cr sert aussi de repompeur du ^{53}Cr dans le ralentisseur Zeeman. Il est possible d'utiliser le même faisceau bien que ces transitions soient décalées de $(6+\delta)$ MHz (où δ correspond au désaccord du faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique du ^{52}Cr) parce qu'un faisceau repompeur fonctionne même lorsqu'il n'est pas exactement à résonance. Cinq fréquences suffisent donc à générer tous les faisceaux bleus de l'expérience.

Par ailleurs, trois modulateurs acousto-optiques sont aussi nécessaires pour repomper les différents états métastables $|^5\text{D}_4, F = 9/2\rangle$, $|^5\text{D}_4, F = 11/2\rangle$ et $|^5\text{D}_3, F = 9/2\rangle$ peuplés par émission spontanée dans le piège magnéto-optique. Au total, huit modulateurs acousto-optiques sont donc utilisés sur notre dispositif expérimental comme le montre le tableau 4.2.

4.4.2 Les modulateurs acousto-optiques

Les modulateurs acousto-optiques sont des composants optoélectroniques permettant de moduler la lumière aussi bien en amplitude qu'en phase, de défléchir un faisceau lumineux ou encore de décaler la fréquence optique d'un laser d'une valeur parfaitement déterminée par celle de l'onde acoustique. Cette dernière application est décrite dans la première partie et l'utilisation en obturateur est vue dans un second temps.



Légende:

- RZ ralentisseur Zeeman
- PMO piège magnéto-optique
- R₁ repompeur 1
- R₂ repompeur 2

FIG. 4.27 – La figure a illustre le montage optique avec les modulateurs acousto-optiques pour le bleu. Les fréquences bleues nécessaires au montage sont au nombre de cinq. La figure b donne leur fréquence. δ et δ' correspondent aux désaccords des faisceaux refroidisseurs des pièges magnéto-optiques.

Modification en fréquence de la fréquence d'un laser

Un modulateur acousto-optique est constitué d'un cristal biréfringent sur lequel est collé un transducteur piézo-électrique. Cette cale piézo-électrique génère une onde ultrasonore modulée par un générateur de radiofréquence. La radiofréquence Ω^{15} entraîne la formation d'une onde de déformation dans le cristal se propageant à la vitesse du son dans le cristal v_s (typiquement 600 m.s^{-1}). L'indice de réfraction est donc modulé à $\Lambda_{ac} = \frac{2\pi v_s}{\Omega}$ (effet photoélastique)¹⁶. Le cristal est alors un réseau de diffraction épais et lorsque le transducteur est long comparé à la longueur d'onde acoustique dans la direction de propagation du laser, l'approximation de Bragg est valable.

Ainsi, pour notre application, le comportement des modulateurs acousto-optiques sera bien décrit par un processus de diffusion photon-phonon. Dans ce traitement, le champ acoustique correspond à une particule de moment \vec{k}_{ac} tel que $\|\vec{k}_{ac}\| = \frac{\Omega}{v_s} = \frac{2\pi}{\Lambda_{ac}}$ et le champ laser à un photon de vecteur d'onde $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$ avec λ sa longueur d'onde. La diffusion correspond au processus d'absorption ou d'émission de phonons acoustiques comme le montre la figure 4.28 :

- photon(ω, \vec{k}_i) + phonon(Ω, \vec{k}_{ac}) \rightarrow photon($\omega_B = \omega + \Omega, \vec{k}_F = \vec{k}_i + \vec{k}_{ac}$)
- photon(ω, \vec{k}_i) \rightarrow photon($\omega_B = \omega - \Omega, \vec{k}_F = \vec{k}_i - \vec{k}_{ac}$) + phonon(Ω, \vec{k}_{ac})

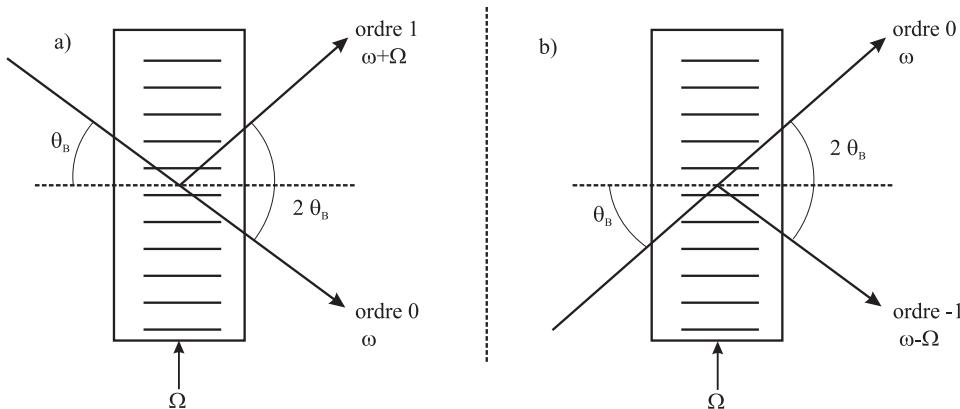


FIG. 4.28 – Processus d'absorption et de diffusion de phonon dans un modulateur acousto-optique. La figure a illustre le cas où la fréquence de l'onde lumineuse est augmentée (absorption) et la figure b celui où la fréquence diminue (diffusion).

Ce phénomène a lieu avec une efficacité maximale pour un angle particulier θ_B , appelé angle de Bragg, qui vaut :

$$\sin(\theta_B) = \frac{\|\vec{k}_{ac}\|}{2\|\vec{k}_i\|} = \frac{\lambda}{2\Lambda_{ac}} \quad (4.19)$$

¹⁵ Ω vaut de quelques dizaines de MHz à quelques GHz (typiquement 100 MHz)

¹⁶ Λ_{ac} est de l'ordre de quelques microns

Quand la fréquence laser est décalée par un modulateur acousto-optique, l'angle du faisceau diffracté (premier ordre) par rapport à l'ordre 0 change aussi parce que l'angle de diffraction dépend de la modulation appliquée (d'après la formule 4.19). La configuration en double passage ou « en oeil de chat » illustrée par la figure 4.29 permet de compenser ce défaut.

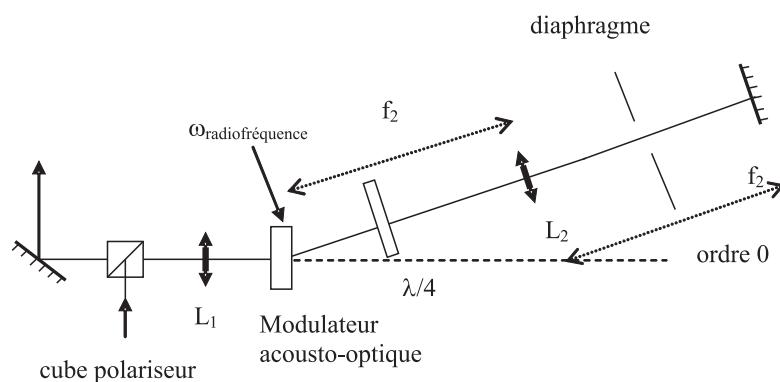


FIG. 4.29 – *Modulateur acousto-optique dans la configuration double passage. La lentille L_1 permet de focaliser le faisceau laser dans le modulateur acousto-optique. Elle est choisie pour obtenir un rendement optimum en puissance ce qui correspond à un waist de l'ordre de $300 \mu\text{m}$ au niveau du cristal. L'intérêt d'utiliser un modulateur acousto-optique dans une telle configuration est que le faisceau fait le même trajet à l'aller et au retour quelle que soit sa fréquence. En effet, la lentille L_2 étant dans une conjugaison foyer-foyer, le faisceau a le même waist à l'aller et au retour. Le diaphragme sert à sélectionner l'ordre 1. La lame $\lambda/4$ étant traversée deux fois, elle est équivalente à une lame $\lambda/2$. Cela fait donc tourner la polarisation de la lumière du faisceau de sorte qu'elle sera transmise par le cube.*

Les efficacités obtenues sont données dans le tableau 4.2. Les valeurs de rendements sont plus faibles pour le bleu que pour le rouge à cause de la plus forte absorption du matériau.

Le modulateur acousto-optique : un obturateur

En physique atomique, il est souvent nécessaire de pouvoir allumer ou éteindre un faisceau lumineux en moins d'une milliseconde. Les modulateurs acousto-optiques utilisés sont contrôlés par un VCO¹⁷ et servent d'interrupteur pour un faisceau laser en

¹⁷ convertisseur tension-fréquence : oscillateur dont la fréquence est contrôlée par la tension appliquée

Faisceau concerné	f _{mod} MHz	Configuration	Rendement obtenu	Absorption	Référence marque A&A
diode 655 nm	200	double passage	74%	1,5%	ATM-2001A1
diode 663 nm	200	double passage	73%	3%	ATM-2001A1
diode 655 nm	200	simple passage	82%	-	ATM-2001A1
RZ ⁵² Cr	150	double passage	47,5%	10%	ATM-1501A22
repompeur 2 PMO ⁵³ Cr	100	simple passage	65%	15%	ATM-1001A1
PMO ⁵² Cr	70 - δ	double passage	32%	9%	ATM-701A22
PMO ⁵³ Cr	225 - δ'	double passage	53%	16%	ATM-2251A1
absorption saturée	150	double passage	45 %	10 %	ATM-1501A1

TAB. 4.2 – Rendement des différents modulateurs acousto-optiques utilisés sur l’expérience. Le rendement obtenu est défini par le rapport entre la puissance disponible à la puissance prélevée. La transmission des optiques n’ayant pas été prise en compte, le rendement d’un modulateur acousto-optique en configuration double passage est inférieur au carré du rendement en simple passage. δ et δ' correspondent aux désaccords des faisceaux refroidisseurs des pièges magnéto-optiques.

utilisant seulement l’ordre 1 ou -1 puisque le temps de coupure correspond approximativement au temps nécessaire pour que l’onde ultrasonore traverse le cristal. En réalité, un modulateur acousto-optique ne coupe pas parfaitement le faisceau : il l’atténue simplement d’un facteur compris entre -30 dB et -40 dB. Comme une lumière parasite pourrait perturber le nuage atomique, il faut donc accompagner chaque modulateur acousto-optique d’un obturateur mécanique plus lent mais qui obture totalement le faisceau.

Nous disposons de quelques obturateurs mécaniques commerciaux sur l’expérience mais ceux-ci étant chers, j’ai réalisé selon un modèle déjà utilisé au laboratoire des obturateurs mécaniques. Ceux-ci reposent sur des électroaimants¹⁸ commandés par des signaux grâce au circuit électrique détaillé sur la figure 4.30.

Sur l’électroaimant, une plaque de forme rectangulaire (4 mm x 40 mm) en acier peinte en noir a été fixée. Les performances de temps de fermeture total de 2 ms sont correctes mais il y a un temps de retard variable de 6 ms à 10 ms dont il faut tenir compte lors de la séquence expérimentale. Les mousses commerciales disponibles ne permettent pas d’atténuer avec efficacité les vibrations sonores créées par l’obturateur parce qu’elles sont adaptées pour des ondes de plus forte intensité. Les meilleures performances ont été obtenues en pratique en utilisant des patins de meubles.

¹⁸référence 28100090109 de la marque Harting

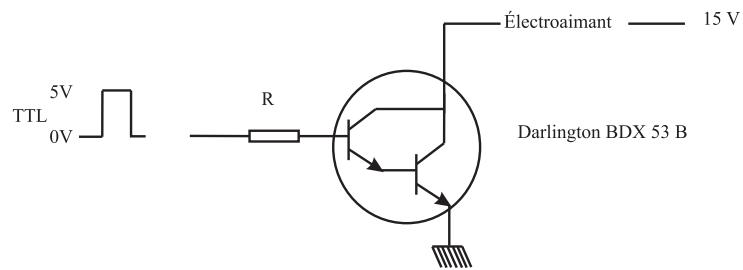


FIG. 4.30 – *Circuit de commande des électroaimants. Le Darlington BDX 53 B peut être assimilé à un transistor. Sur un niveau bas de la TTL, le transistor est bloqué et l'électroaimant n'est parcouru par aucun courant et sur un niveau haut de la TTL, le transistor est passant et l'électroaimant est parcouru par un courant suffisant pour l'actionner. La position de l'électroaimant est ainsi commandée par la TTL.*

4.5 Recombinaison et alignement des faisceaux du piège magnéto-optique

Après l'étude de la stabilisation en fréquence et de la génération des différentes fréquences nécessaires, ce paragraphe analyse comment les faisceaux sont recombinés et amenés dans le système de vide que ce soit au niveau de la chambre expérimentale ou au niveau du four. Nous détaillerons aussi les procédures d'alignement et de réglage.

Une configuration en noeud papillon

Comme le montre le schéma 4.31, nous avons choisi de réaliser un montage en noeud papillon pour les faisceaux horizontaux du piège magnéto-optique, les faisceaux verticaux étant indépendants. Ce compromis entre la configuration traditionnelle avec trois paires de faisceaux rétroréfléchis et six faisceaux couplés nous semble le plus judicieux pour notre expérience. Notre choix permet en effet d'augmenter la puissance par faisceau par rapport au montage à trois bras réfléchis. Cependant, l'alignement du piège magnéto-optique est plus difficile à réaliser parce que les faisceaux horizontaux sont couplés. De plus, les déséquilibres entre les faisceaux contrepropageants dus aux pertes optiques et à l'absorption par les atomes piégés sont accrues. Le faisceau contrepropageant du faisceau noté 1 sur le schéma 4.31 est passé quatre fois par le nuage atomique et a été réfléchi six fois dans notre dispositif alors qu'il ne serait passé que deux fois sur les atomes et n'aurait subi qu'une seule réflexion dans un montage classique. De ce fait, il serait déraisonnable d'envisager un dispositif où toute la puissance laser serait recyclée.

Recombinaison des différents faisceaux

La recombinaison du repompeur 2 du piège magnéto-optique de l'isotope 53 avec le premier repompeur qui est aussi le faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique de ^{52}Cr s'effectue à l'aide d'un cube polariseur et d'une lame $\frac{\lambda}{2}$. Les faisceaux refroidisseurs des pièges magnéto-optiques sont recombinés sur une lame 50/50. Le faisceau de sortie 1 est le faisceau vertical du piège magnéto-optique et le deuxième est le faisceau horizontal. Sur chacun d'entre eux, un télescope comprenant une lentille divergente sur translation et une lentille convergente fixe permet de changer la taille des faisceaux refroidisseurs du piège magnéto-optique. Les faisceaux repompeurs rouges sont recombinés sur le faisceau horizontal au moyen d'un miroir dichroïque placé avant le télescope. Enfin, un périscope permet de ramener les faisceaux lasers à la hauteur de la cellule expérimentale.

Les faisceaux du refroidissement transverse sont prélevés sur les faisceaux refroidisseurs. Ils sont amenés vers les hublots du four où un jeu de lentilles cylindriques allonge leur forme pour maximiser la zone d'interaction entre l'atome et le laser.

Le faisceau du ralentisseur Zeeman du ^{52}Cr est couplé avec un petit angle. Un télescope placé sur le trajet du faisceau ralentisseur Zeeman rend les rayons lumineux convergents. Leur point de focalisation se trouve au niveau du four.

Procédure d'alignement des faisceaux

L'alignement se fait à l'aide de diaphragmes et de mires. Sur la table optique, des diaphragmes judicieusement placés donnent les repères de la bonne position des faisceaux. Cela est nécessaire parce que des désalignements ont lieu avec le temps et aussi parce que la cavité de doublement doit être optimisée. La technique du clic-clac réalisée avec deux miroirs permet un réglage rendu d'autant plus difficile que l'œil est myope dans le bleu-violet. Pour comparaison, la sensibilité de l'œil à 400 nm est 2500 fois plus faible qu'à 550 nm. Une bonne technique pour s'aligner sur une ouverture lorsque le faisceau bleu est petit consiste à utiliser un viseur infrarouge et à minimiser la diffusion observée sur le diaphragme fermé. Pour les miroirs du périscope, nous utilisons des mires en papier placées sur les hublots. Dans le cas des faisceaux du ralentisseur Zeeman, le trou du diaphragme du four et le trou du tube du ralentisseur Zeeman observé à travers la cellule servent d'ouverture. De cette manière, nous obtenons un point de départ permettant la formation d'un piège magnéto-optique.

Un réglage fin peut alors être effectué sur la fluorescence du signal atomique en rejouant sur les derniers miroirs des périscopes. Le signal atomique s'en trouve alors maximisé.

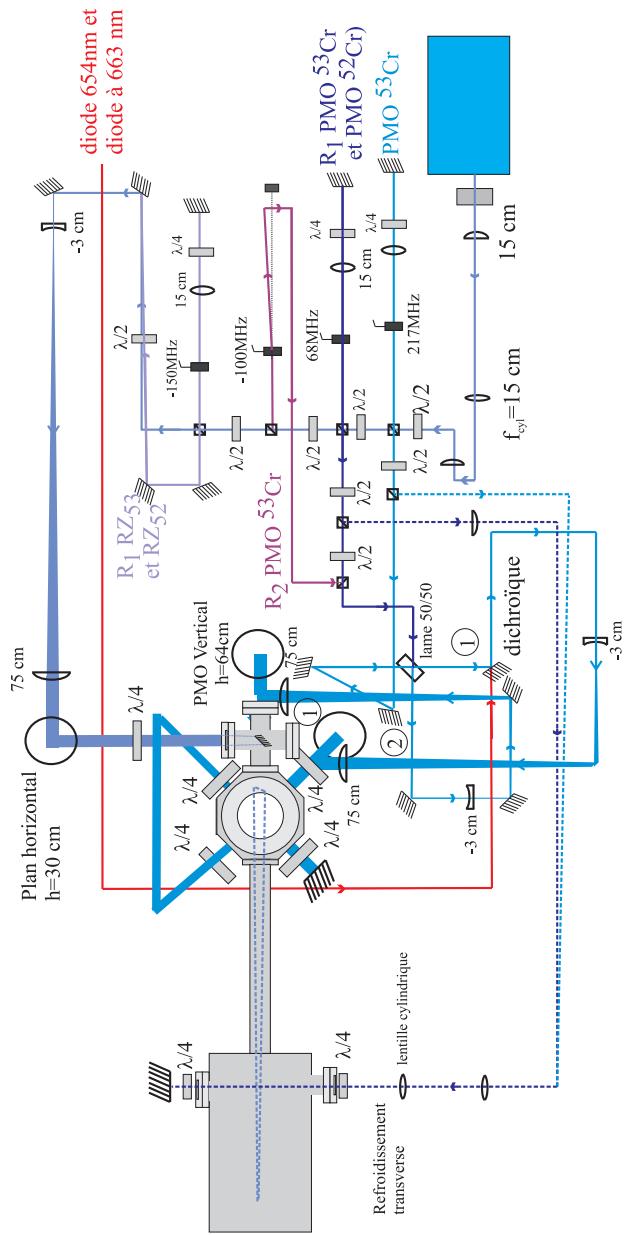


FIG. 4.31 – Ensemble du montage optique simplifié. Certains miroirs ne sont pas représentés sur ce schéma. Les cercles sont des périscopes.

CHAPTER 5

Le dispositif de commande et de mesure

Nous avons jusqu'ici étudié la mise en place d'un système permettant de créer et de manipuler un échantillon atomique de chrome. Ce chapitre traite des moyens que nous utilisons pour extraire des informations du nuage atomique. Je mets en évidence la nécessité d'une informatisation de l'expérience pour assurer sa reproductibilité puis j'aborde le dispositif d'imagerie par fluorescence utilisé pour détecter les atomes. Enfin, comme l'observation de nuages denses impose l'emploi d'une imagerie par absorption, je détaille sa conception.

5.1 Contrôle informatisé des séquences

Mener à bien une expérience d'atomes froids impose d'être capable de réaliser une séquence complexe d'une dizaine à une trentaine d'étapes. Eteindre ou allumer des faisceaux lasers, changer la fréquence de la radiofréquence appliquée sur un modulateur acousto-optique ou encore faire des rampes de courant constituent des actions usuelles composant ces séquences. La synchronisation ainsi que la rapidité de ces étapes rendent obligatoire l'automatisation d'une expérience d'atomes froids. Contrôler les séquences par l'outil informatique est un moyen commode de réaliser cette automatisation.

Dans notre expérience, un ordinateur¹ est dédié au contrôle de l'expérience grâce à l'utilisation d'une carte d'entrées et de sorties numériques² comprenant 64 canaux et d'une carte comprenant à la fois 8 sorties analogiques³ et 17 voies numériques dont une sert de signal de déclenchement. J'ai réalisé les câblages de cette dernière carte numérique qui synchronise la deuxième carte. Dans la boîte contenant la deuxième carte dont le câblage a été effectué par Radu Chicireanu, des opto-coupleurs permettent de protéger certaines sorties des surtensions qui pourraient endommager la carte. Les voies protégées sont plus lentes. Elles ont ainsi un temps de montée de 1 μ s avec un délai de 500 ns à comparer aux voies non protégées qui ont un temps de montée de 15 ns avec un délai de 100 ns. Les applications nécessitant un temps de réponse rapide comme la coupure de faisceaux lumineux seront donc commandées par des entrées non protégées.

¹ordinateur personnel de type Pentium IV sous Windows XP 2,8 GHz et 160 Go de mémoire

²National Instrument PCI 6713

³National Instrument PCI 6024E

La programmation des séquences a été réalisée par Etienne Maréchal sous LabVIEW⁴. Ce programme nous permet de définir les états de chaque sortie analogique ou numérique pendant la durée de la séquence expérimentale. En réalité, nous ne programmons que les changements d'états ce qui permet au programme de garder toute sa souplesse et son efficacité (peu d'éléments à transférer). Ce programme permet aussi de réaliser des rampes en définissant ses valeurs initiales et finales et le nombre de points qui les composent. Une séquence typique telle qu'elle apparaît sur l'interface LabVIEW est illustrée par la figure 5.1.

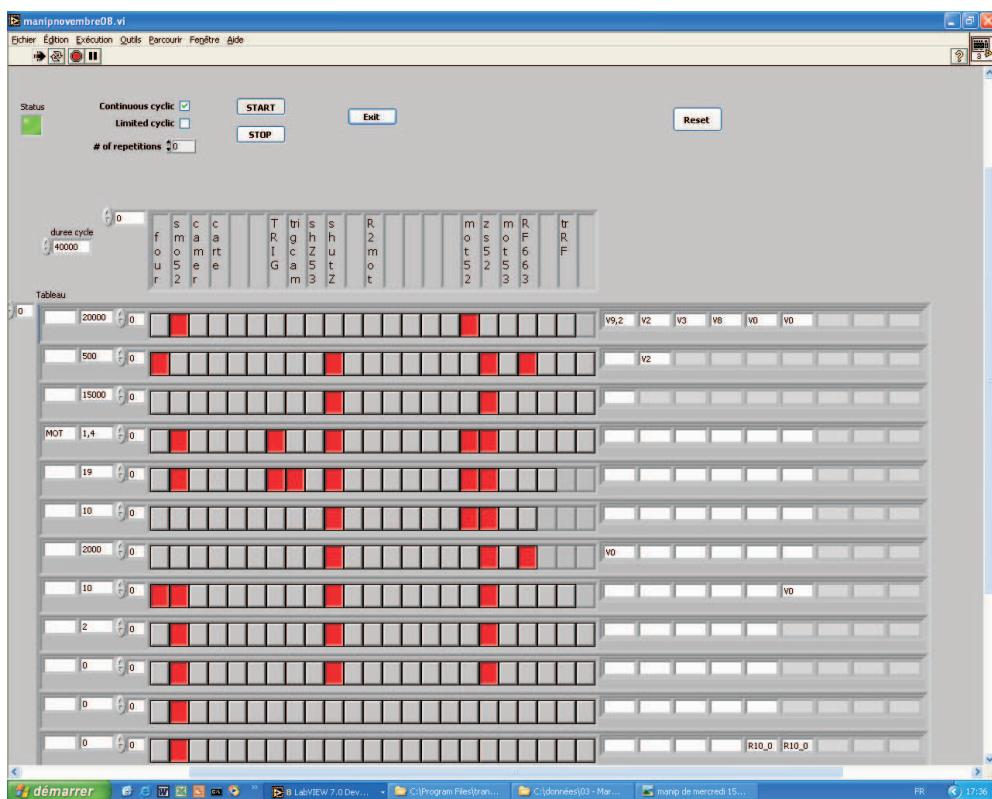


FIG. 5.1 – Interface du programme pour une séquence expérimentale typique.

Une image prise par notre caméra CCD peut aussi être enregistrée et analysée sur un deuxième ordinateur⁵. Dans le cas de l'imagerie par absorption, trois images consécutives sont prises et la division est directement affichée selon la procédure évoquée dans le paragraphe 5.3. Cette image peut être immédiatement analysée par le logiciel IGOR⁶ ce qui permet d'afficher la position, la taille et le nombre d'atomes du nuage obtenu. Les données ainsi que la séquence peuvent être sauvegardées par l'utilisateur.

⁴National Instruments LabVIEW 6.1

⁵ordinateur personnel de type Pentium IV sous Windows XP 2,8 GHz et 160 Go de mémoire

⁶IGOR version 5

5.2 L'imagerie par fluorescence

Le type d'imagerie à privilégier dépend notamment de la densité du nuage. Pour des nuages peu denses, l'imagerie par fluorescence est généralement utilisée. Pour des nuages denses, l'imagerie par absorption est meilleure comme nous le verrons dans la partie suivante. Ainsi, la technique d'imagerie par fluorescence est particulièrement adaptée à l'observation d'un piège magnéto-optique puisque les atomes sont constamment éclairés et émettent des photons par émission spontanée.

Dispositif expérimental de mesure par fluorescence

Comme le montre le schéma de la figure 5.2, une lentille plan-convexe⁷ de focale 125 mm réalise l'image du piège magnéto-optique à la fois sur une caméra CCD⁸ et un photomultiplicateur.

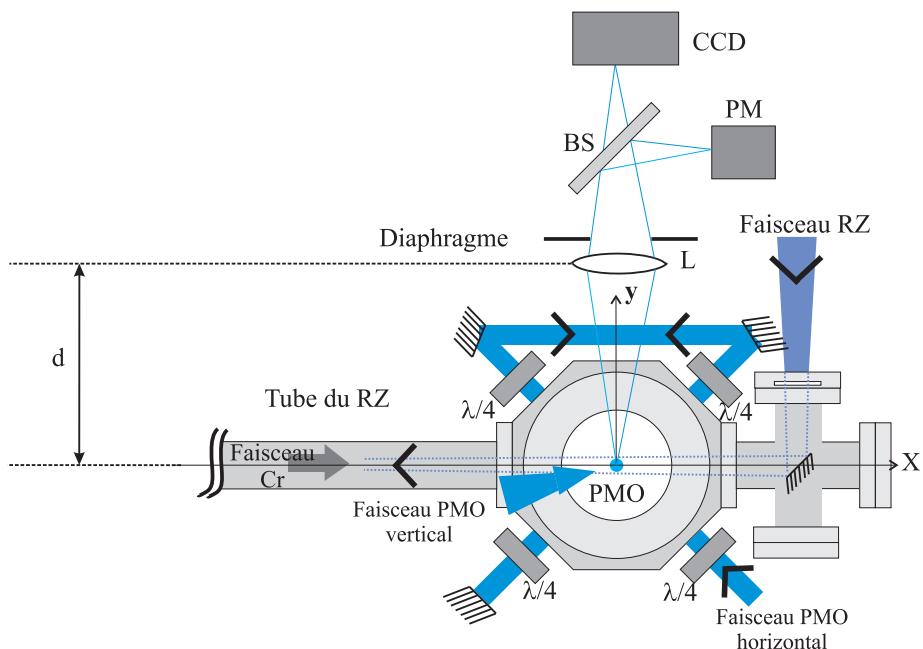


FIG. 5.2 – Schéma du montage d'imagerie par fluorescence. Sur le schéma, PMO signifie piège magnéto-optique, RZ ralentisseur Zeeman, PM photomultiplicateur et BS lame semi-réfléchissante.

Notre caméra est un détecteur à transfert de charges modèle QE de la marque PixelFly. Sa zone active comprend 1392 x 1024 pixels carrés de côté 6,45 μm . Sa taille est donc celle d'une caméra 2/3 de pouce, c'est-à-dire 9,0 mm x 6,6 mm. D'après la courbe du fournisseur, l'efficacité quantique s'élève à 50% à 425 nm. La qualité d'une

⁷modèle LA1986-A de la marque Thorlabs

⁸charged coupled device

caméra CCD est évaluée par deux quantités : son bruit de lecture S_1 qui apparaît au transfert des charges et le courant d'obscurité i_{obs} . Nous mesurons en l'absence de lumière un signal moyen ramené à un pixel correspondant à $S_1 + i_{\text{obs}}\Delta t$ où Δt est le temps d'exposition comme le montre la figure 5.3. On déduit de nos mesures expérimentales que S_1 vaut 28 photons et $i_{\text{obs}}=2.10^3$ photons.s $^{-1}$. La saturation apparaît lorsque 18000 électrons sont créés par un pixel.

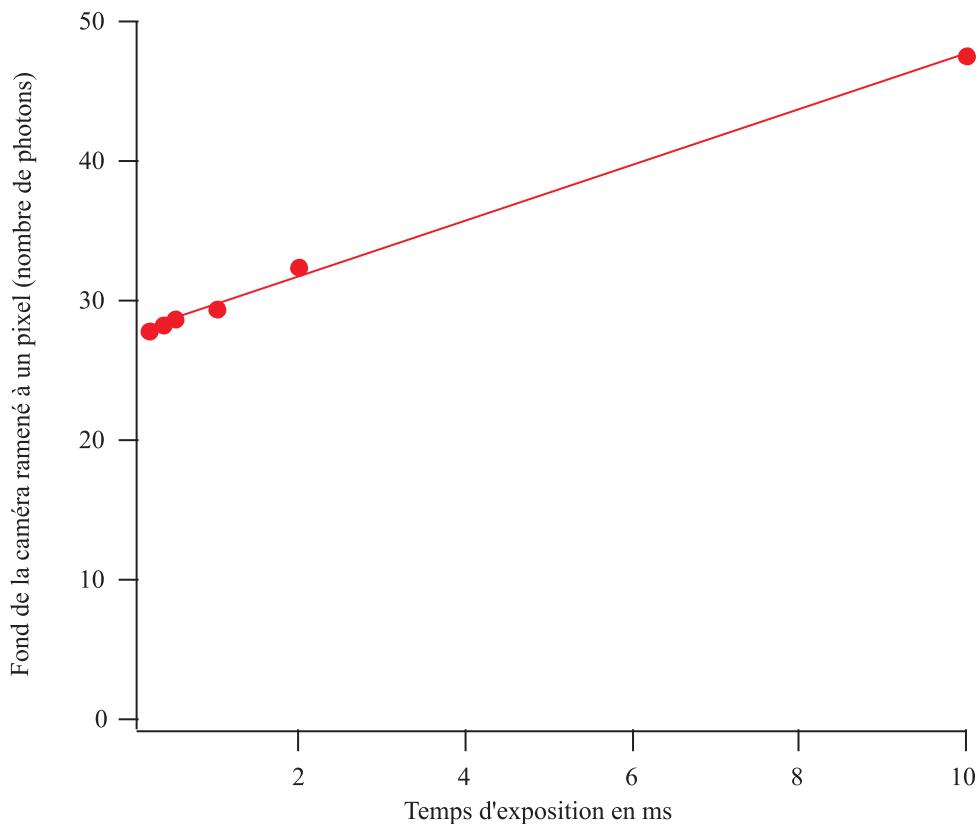


FIG. 5.3 – Courbe expérimentale du bruit de fond de la caméra en fonction du temps.

Un photomultiplicateur se compose d'une photocathode, d'une dizaine de dynodes et d'une anode dans un tube à vide. Notre photocathode est un détecteur sensible dans le visible. L'effet photoélectrique transforme les photons détectés en électrons. Ceux-ci sont accélérés vers une première dynode grâce à la différence de potentiel entre la cathode et cette dynode. En frappant cette dynode, les électrons arrachent 3 ou 4 nouveaux électrons. Par passage successif sur les différentes dynodes du photomultiplicateur, le gain typique est de 10^6 . Le signal de sortie correspond au courant qui parcourt l'anode, courant dont l'intensité est proportionnelle au flux lumineux détecté par la photocathode. Un circuit électronique avec un amplificateur de courant et un convertisseur courant-tension ont été installés en sortie. Le photomultiplicateur est protégé de la lumière ambiante par des voiles noirs et par les plaques de plexiglas teintées

qui entourent le dispositif. Des filtres sont aussi utilisés.

Les images sont produites dans la configuration 2f-2f. Cette configuration a l'avantage de permettre de réaliser simplement une image de grandissement 1 de l'objet à analyser. Un diaphragme permet de limiter l'aberration sphérique introduite par ce système optique. Un compromis est à trouver en pratique entre une faible ouverture pour limiter l'aberration sphérique et une grande ouverture qui permet de maximiser le signal de fluorescence. D'après les études expérimentales de la forme du signal de fluorescence d'un piège magnéto-optique de l'isotope 52 (voir figure 5.4), nous trouvons qu'un bon compromis correspond à une ouverture de 2,5 cm.

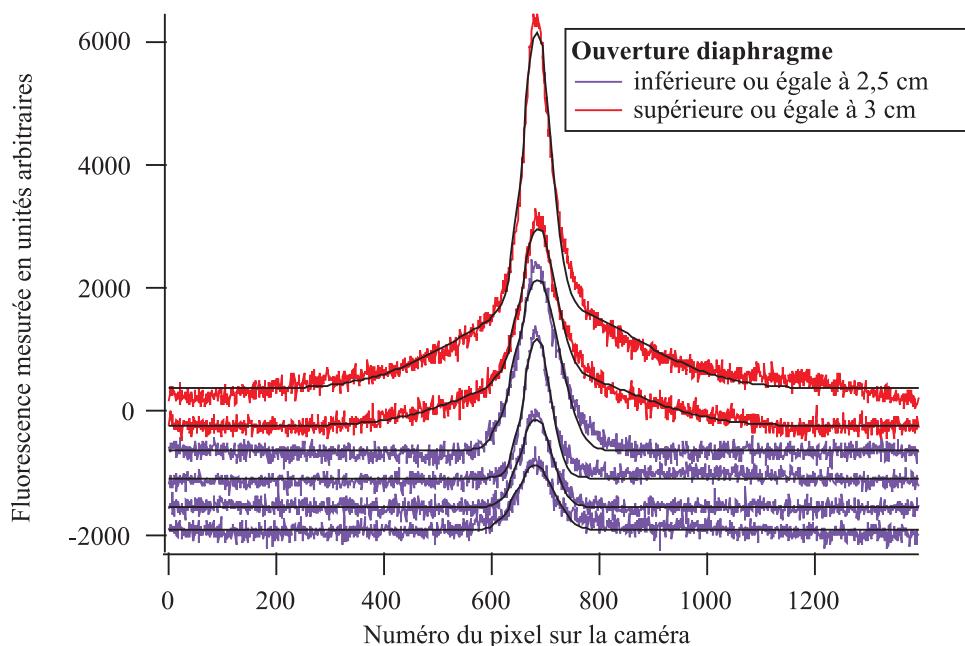


FIG. 5.4 – Taille du signal atomique préalablement intégré dans la direction perpendiculaire pour différentes ouvertures du diaphragme. Sur ce graphique, les courbes enregistrées ont été décalées dans un souci de clarté et sont classées par ordre de taille d'ouverture du diaphragme. Les courbes 1 à 4 correspondent dans l'ordre croissant à des ouvertures de diamètre 1,2 cm, 1,5 cm, 2,0 cm et 2,5 cm. Dans ces cas, l'ouverture est suffisamment faible pour que l'aberration sphérique ne modifie pas la forme du signal atomique (celle de la fluorescence du piège magnéto-optique du ^{52}Cr en l'occurrence). En revanche, à pleine ouverture ou sans diaphragme (courbes 5 et 6), ce signal change de forme. Un bon compromis consistera donc à se placer à la courbe 4.

Les images ainsi obtenues peuvent servir à la fois pour déterminer le nombre d'atomes et la densité centrale du nuage comme l'expliquent les paragraphes suivants.

Détermination du nombre d'atomes

Un étalonnage simple donne la correspondance entre la tension délivrée par le photomultiplicateur ou de façon équivalente le nombre de coups vus par la caméra et la puissance. Cette dernière est reliée au nombre d'atomes. En effet, le flux photonique, soit le nombre de photons émis par seconde correspond au quotient de la population dans l'état excité par le temps de vie de l'état excité. Le temps de vie est le temps moyen d'émission spontanée d'un atome pour un atome dans l'état excité. Le taux de photons émis par seconde est donc de $\Pi_e \Gamma = \frac{\Pi_e}{\tau}$. En multipliant par l'énergie d'un photon, nous retrouvons la puissance rayonnée par unité de temps :

$$\frac{dP_{\text{rayonnée}}}{dt} = h\nu_{\text{laser}} \frac{\Pi_e}{\tau} = h\nu_{\text{laser}} \Pi_e \Gamma \quad (5.1)$$

La puissance rayonnée par unité de temps et par unité d'angle solide vaut :

$$\frac{dP_{\text{rayonnée}}}{dtd\alpha} = h\nu_{\text{laser}} \frac{\Pi_e \Gamma}{4\pi} \quad (5.2)$$

Dans notre cas particulier, l'angle solide de collection est déterminé par la taille du diaphragme utilisé (voir figure 5.4) et la distance entre le piège et la lentille notée d (voir figure 5.2) selon la formule $\alpha_{\text{collection}} = \pi \frac{\phi_{\text{diaphragme}}^2}{4d^2}$. Pour notre expérience, l'angle solide de collection vaut $7.8 \cdot 10^{-3}$ sr.

Or, la probabilité P d'excitation d'un atome à deux niveaux par un laser vaut :

$$P = \frac{\frac{\Omega^2}{4}}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \quad (5.3)$$

où $\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_S}}$ la pulsation de Rabi du laser avec I l'intensité totale du laser et I_S l'éclairement de saturation, Γ la largeur naturelle du niveau excité et δ est le désaccord entre la fréquence du laser ν_{laser} et la fréquence de la transition atomique ν_{atome} .

Des corrections sont nécessaires pour prendre en compte l'atome à plusieurs niveaux. Les coefficients qui caractérisent la force des différents couplages entre les différents sous-niveaux sont les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan qui sont donnés par exemple par la fonction Clebsch-Gordan du programme Mathematica. Pour prendre en compte ces coefficients, on peut prendre un coefficient moyen A en supposant une équirépartition des populations dans chacun des sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental dans le piège. A est alors la moyenne des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan ce qui nous donne une nouvelle expression de l'intensité de saturation telle que $I_{S,\text{eff}} = \frac{I_S}{A}$. A vaut $\frac{3}{7}$ pour la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ du boson et $\frac{2}{5}$ pour la transition $|^7S_3, F = 9/2\rangle \rightarrow |^7P_4, F = 11/2\rangle$ du fermion.

Détermination de la densité au centre

L'intensité mesurée est proportionnelle à la densité spatiale intégrée selon la direction d'imagerie soit la direction y dans notre cas (voir figure 5.2) :

$$I_{\text{mes}}(x, z) = \int n(x, y, z) dy \quad (5.4)$$

Or, nous supposons que le profil de densité atomique est gaussien ce qui implique :

$$n(x, y, z) = \frac{N}{2\sqrt{2}\pi^{\frac{3}{2}}\omega_x^2\omega_z^2} e^{-\frac{x^2}{2\omega_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2\omega_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2\omega_z^2}} \quad (5.5)$$

N est le nombre d'atomes piégés, ω_x le rayon du nuage à $1/e^2$ selon l'axe x et ω_z le rayon du nuage à $1/e^2$ selon l'axe z.

Nous avons ainsi :

$$I_{\text{mes}}(x, z) = \frac{N}{2\sqrt{2}\pi^{\frac{3}{2}}\omega_x^2\omega_z^2} e^{-\frac{z^2}{2\omega_z^2}} \int e^{-\frac{x^2+y^2}{2\omega_x^2}} dy \quad (5.6)$$

$$I_{\text{mes}}(x, z) = \frac{N}{2\pi\omega_x\omega_z} e^{-\frac{z^2}{2\omega_z^2}} e^{-\frac{x^2}{2\omega_x^2}} dy \quad (5.7)$$

En réalisant des ajustements gaussiens des images prises par la caméra CCD selon les directions x et z, il est possible de déterminer ω_x et ω_z .

Nous pouvons ainsi en déduire la densité au centre qui vaut :

$$n(0, 0, 0) = \frac{N}{\pi^{\frac{3}{2}}\omega_x^2\omega_z^2} = \frac{N}{\bar{V}} \quad (5.8)$$

où le volume effectif \bar{V} est défini par $\bar{V} = 2\sqrt{2}\pi^{3/2}\omega_x^2\omega_z^2$.

Détermination de la température par temps de vol

La vitesse quadratique des atomes piégés v permet de définir la température d'un piège selon la relation $\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv^2$. La température T est donc reliée à la distribution initiale en vitesse des atomes. La méthode de temps de vol permet de déterminer cette dernière. A l'instant initial, le dispositif de piégeage (laser et champ magnétique) est coupé. Les atomes tombent alors sous l'effet de la gravité tandis que le nuage s'étend dans les trois directions de l'espace. Une série d'images prises par fluorescence à des instants t variables donnent accès à l'évolution temporelle de la distribution en position. Or, lorsque les distributions initiales en position et en vitesse sont gaussiennes, la distribution en position après une phase d'expansion libre est encore gaussienne. De plus, nous avons la relation $\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + v^2t^2$ avec σ_0 et $\sigma(t)$ qui représentent les rayons à $1/e$ de la distribution en position du nuage selon la direction considérée. Cette formule peut se réécrire en faisant intervenir la température ce qui donne

$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + 2 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^2 t^2$. Ainsi, grâce à la mesure de la largeur à 1/e du nuage atomique, nous pouvons déterminer la température de l'échantillon.

5.3 L'imagerie par absorption

Pour faire une image par fluorescence de l'échantillon atomique, il est nécessaire d'éclairer l'échantillon par un flash de lumière très proche de la résonance. L'irradiation de nuage atomique qui en découle provoque un chauffage qui détruit l'échantillon. Les mesures ne peuvent plus être exploitées quantitativement. Une autre méthode de détection doit être utilisée. C'est pourquoi nous avons mis en place une imagerie par absorption. Celle-ci permet en effet une durée d'irradiation du nuage beaucoup plus courte.

5.3.1 Principe de l'imagerie par absorption

Obtention de la densité optique

La technique d'absorption et celle d'imagerie par fluorescence sont complémentaires. Pour la seconde méthode, ce sont les photons diffusés par le nuage qui sont enregistrés alors que la première s'intéresse aux photons restants. Les atomes sont plongés dans un faisceau laser dont la section du faisceau est plus grande que la largeur du nuage atomique comme l'illustre la figure 5.5.

La fréquence du faisceau utilisé est proche de résonance pour favoriser l'absorption de photons par les atomes du nuage. Un système optique réalise l'image du plan du nuage atomique sur une caméra. L'image résultante correspond à l'ombre des atomes dans le faisceau laser. Comme le profil du faisceau laser n'est jamais parfaitement plat, l'image doit être normalisée avec une image de référence du faisceau. Pour soustraire un décalage éventuel provenant de la lumière ambiante de fond, une troisième image sans le faisceau laser est prise et soustraite aux deux premières avant tout autre traitement. Le lien entre les images et la densité atomique vient de la loi d'absorption (loi de Beer-Lambert) :

$$A(x, z) = \frac{I(x, z) - I_{\text{fond}}(x, z)}{I_0(x, z) - I_{\text{fond}}(x, z)} = e^{-\sigma \int n(x, y, z) dy} \quad (5.9)$$

où $n(x, y, z)$ est la densité atomique, σ la section efficace d'absorption, $I_0(x, z)$ le profil initial du laser, $I(x, z)$ le profil du laser après passage à travers le nuage atomique et $I_{\text{fond}}(x, y)$ est l'image sans faisceau laser. L'intégration est faite dans la direction de l'axe du laser. Il est pratique de travailler avec la densité optique notée D_{optique} , qui est proportionnelle à la densité atomique intégrée et définie comme :

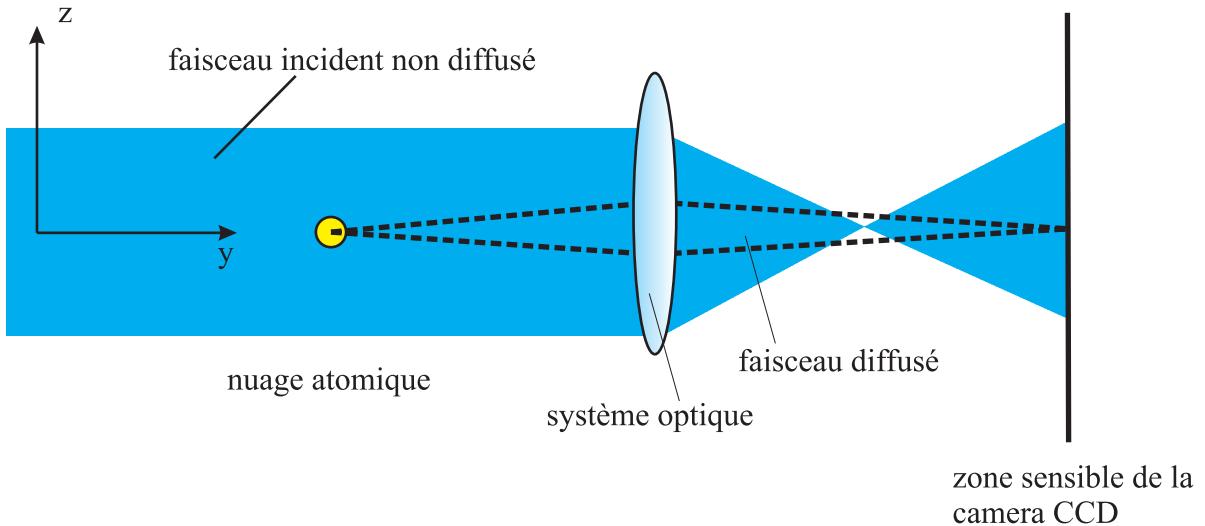


FIG. 5.5 – *Le déphasage entre la lumière diffusée par le nuage atomique et le faisceau non diffusé créé une interférence destructive au niveau de la caméra. L'axe y correspond à l'axe de la caméra.*

$$D_{\text{optique}}(x, y) = -\ln \left(\frac{I(x, z) - I_{\text{fond}}(x, z)}{I_0(x, z) - I_{\text{fond}}(x, z)} \right) = \sigma \int n(x, y, z) dy \quad (5.10)$$

La densité optique du nuage est donc proportionnelle à la densité colonne définie par $n(x, z) = \int n(x, y, z) dy$.

Utilisation des images d'absorption

A partir des images obtenues, il est possible de déterminer les caractéristiques du nuage comme le nombre d'atomes et la température.

Le nombre d'atomes s'obtient par intégration de la densité optique :

$$N = \int dx \int dz \int n(x, y, z) dy = \int dx \int \frac{D_{\text{optique}}(x, z)}{\sigma} dz \quad (5.11)$$

La section efficace d'absorption $\sigma = \frac{C^2 \lambda^2}{2\pi \left(1 + \left(\frac{4\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)}$ dépend des caractéristiques de la transition étudiée : sa longueur d'onde λ , sa largeur naturelle Γ , le désaccord δ du faisceau sonde laser de la résonance et C le coefficient de Clebsch-Gordan de la transition. En pratique, le faisceau sonde est polarisé circulairement et nous prendrons des impulsions lumineuses suffisamment longues pour pouvoir considérer que l'absorption est principalement due aux atomes effectuant des cycles entre les états extrêmes $|^7S_3, m_J = 3\rangle \rightarrow |^7P_4, m_J = 4\rangle$. Dans ces conditions, nous avons $C=1$.

La température se déduit d'un temps de vol, technique décrite dans le paragraphe 5.2. D'autres paramètres comme le taux de collisions et la densité dans l'espace des phases peuvent être calculés à partir du nombre d'atomes, de la température et des fréquences du piège.

5.3.2 Performances attendues pour notre système d'imagerie par absorption

Le dispositif d'imagerie choisi doit fournir une qualité d'image suffisante afin de pouvoir extraire les quantités évoquées dans le paragraphe précédent. Comme dans notre application, il s'agit de réaliser l'image d'un objet à distance finie sur la zone active de la caméra CCD, les paramètres à considérer sont le grandissement, l'ouverture numérique, la résolution et le champ en largeur. Nous allons donc étudier successivement les performances à atteindre pour chacune de ces caractéristiques.

Détermination du grandissement du système

La taille minimale de l'objet à observer est de l'ordre de quelques dizaines de microns s'il s'agit d'un condensat. D'un côté, le grandissement doit donc être choisi le plus fort possible pour obtenir une grande image. D'un autre côté, le rapport signal sur bruit doit être suffisant pour que les images soient de bonne qualité et que le régime de fonctionnement du capteur CCD soit linéaire. Nous voulons une précision de 0,1 pour une mesure de A valant 0,9. Nous voulons donc un rapport signal sur bruit RSB valant au moins $RSB = \frac{0,9}{0,1} = 9$. Par sécurité, nous prenons un RSB d'au minimum 20.

Nous avons en appelant N le nombre d'électrons total produit par un pixel :

$$RSB = \frac{N}{\text{bruit de la caméra} + \text{bruit d'électrons}} = \frac{N}{\text{bruit de la caméra} + \sqrt{N}} \quad (5.12)$$

Or, pour des temps d'expositions courts comme ceux que nous allons utiliser (centaine de μs), le bruit produit par la caméra se réduit au bruit de lecture qui s'élève à 14 électrons. Nous en déduisons que :

$$14 + \sqrt{N} = \frac{N}{RSB} \quad (5.13)$$

La résolution de cette équation du second degré donne pour un RSB de 20 une valeur de $N=870$ électrons soit, en tenant compte de l'efficacité quantique de la caméra, $N_{\text{photons}}=1740$ photons détectés sur un pixel. Par conservation du flux lumineux, ce dernier nombre peut aussi s'exprimer en fonction de la transmission T des optiques, de la surface d'un pixel S_{det} , du temps d'exposition de la caméra Δt , de l'intensité I et du grandissement g :

$$N_{\text{photons}} = T \frac{IS_{\text{det}} \Delta t}{h \frac{c}{\lambda} g^2} \quad (5.14)$$

D'où :

$$g = \sqrt{T \frac{IS_{\text{det}} \Delta t}{h \frac{c}{\lambda} N_{\text{photons}}}} \quad (5.15)$$

Nous supposerons que l'ensemble des pertes dues aux optiques est de 10% ce qui implique que $T=0,9$. De plus, afin de perturber le moins possible l'échantillon atomique et de ne pas saturer la transition atomique, le faisceau d'imagerie aura une intensité dans la gamme allant de $\frac{I_{\text{sat}}}{5}$ à $\frac{I_{\text{sat}}}{10}$ et le temps d'exposition de la caméra (typiquement quelques centaines de μs) sera réduit au maximum. Pour une intensité I valant $8,52 \cdot 10^{-4} \text{ W.cm}^{-2}$ et une durée d'impulsion lumineuse de $100 \mu\text{s}$, nous trouvons $g=6,03$. Nous avons choisi de prendre $g=4$.

Par ailleurs, nous désirons aussi observer des objets plus grands comme le piège magnétique. La possibilité de basculer facilement d'un système d'imagerie avec un grandissement inférieur à ce grandissement de 4 constituerait une simplification expérimentale appréciable pour la réalisation de certaines expériences. D'où l'idée développée dans la suite d'un dispositif optique composé d'un système relais de grandissement -1 suivi d'un objectif de microscope de grandissement 4. Le passage d'une configuration à l'autre nécessite seulement une vingtaine de minutes.

L'ouverture numérique et la résolution

Pour un système optique idéal limité par la diffraction, la résolution est inversement proportionnelle à l'ouverture numérique. Or, l'ouverture numérique maximale que nous pouvons espérer est imposée par la géométrie et l'accessibilité optique de la chambre expérimentale. Nous avons envisagé deux configurations pour placer le dispositif d'imagerie : soit par le haut soit par le côté via un hublot du plan horizontal où aucun faisceau du piège magnéto-optique ne passe. Etant donné que le faisceau vertical du piège magnéto-optique est aussi couplé par le hublot du haut, nous pouvons espérer une ouverture numérique de 0,05 alors que le hublot constitue la pupille du système dans la configuration par le côté. Ainsi, l'ouverture numérique que nous pouvons atteindre vaut 0,17 ce qui justifie que nous ayons choisi de privilégier cette solution où la résolution est potentiellement trois fois supérieure. De plus, d'un point de vue mécanique, cette configuration est plus commode.

Cependant, par le côté, la distance du centre de la cellule expérimentale au hublot impose une première conjugaison à une distance relativement grande. Cela implique que nous ne pourrons pas bénéficier de l'ouverture complète du hublot. Pour la suite, nous nous limiterons à une ouverture de 0,10. Si le système était idéal, la résolution correspondrait au rayon de la tâche de diffraction associée soit $2,8 \mu\text{m}$. Ce sera donc

le facteur limitant pour la résolution du système global (optique et caméra) pour un grossissement de 4 puisque dans cette configuration, la caméra peut résoudre un objet de taille $\frac{6,5}{4}=1,6 \mu\text{m}$. En revanche, pour un grossissement de 1, c'est bien la taille d'un pixel de la caméra soit $6,5 \mu\text{m}$ qui limitera la résolution.

Cela nous fixe les performances à atteindre pour le système optique lorsque nous prendrons en compte les aberrations qu'il introduit. Il devra être choisi de telle sorte que la taille d'un pixel de la caméra soit le facteur limitant dans la configuration de grossissement 1.

Champ en largeur

Nous fixons une durée maximale pour les temps de vol que nous réaliserons de $\Delta t=25$ ms. Cela entraîne un déplacement de l'objet qui est donné par $\Delta z = \frac{1}{2}g\Delta t^2$ soit 3 mm. Par sécurité, nous fixons le champ à 4 mm. Cela signifie que la résolution doit être inférieure à $6,5 \mu\text{m}$ pour un objet placé hors de l'axe à 4 mm. Nous verrons que de telles performances ne peuvent être réalisées et que nous avons contourné cette difficulté en déplaçant l'ensemble du dispositif optique.

5.3.3 Choix des optiques du système d'imagerie

La recherche d'éléments optiques disponibles de manière standard chez les différents fournisseurs du marché a été privilégiée afin de limiter le coût du système d'imagerie. Travailler à une longueur d'onde de 425 nm et à une ouverture numérique relativement grande pour une focale d'au moins 200 mm limite les choix possibles. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à un système relais de grossissement -1 suivi d'un objectif de microscope de grossissement 4.

L'objectif de microscope

Pour notre application, nous n'avons pas besoin d'un objectif de microscope de très bonne qualité pour deux raisons : les aberrations chromatiques ne sont pas gênantes et l'ouverture numérique désirée est relativement faible (les microscopes sont utilisés jusqu'à des ouvertures de 0,90). Nous utilisons un objectif de la marque Nachet plan-achromatique⁹ de grossissement 4, d'ouverture numérique 0,10. Sa distance de travail est de 10 mm et il est corrigé pour 160 mm. Il peut s'adapter directement sur la caméra CCD grâce à une mécanique standard¹⁰.

Les objectifs plan-achromatiques sont proches de la limite de diffraction sur la partie centrale de leur champ car la plupart des conjugaisons utilisées sont rigoureusement

⁹référence XSZ-H-OP4 de la marque Nachet

¹⁰références tube 444, bague allonge 101005 et monture C 102028 de la marque Nachet

stigmatiques. Ainsi, si nous n'utilisons que la partie centrale du champ de notre objectif de microscope, nous pourrons considérer que l'objectif est limité par la diffraction. Comme le champ total de l'objectif correspond au diamètre d'un oculaire qui vaut 20 mm, nous n'aurons effectivement besoin que de la partie centrale du champ avec notre caméra 2/3 de pouce. Cela implique cependant de pouvoir effectuer une translation verticale de l'ensemble caméra et objectif lorsque nous voudrons réaliser la méthode de temps de vol. Cette solution technologique a été retenue parce qu'elle permettait de résoudre aussi les problèmes de champ en largeur des doublets

Ce dernier raisonnement néglige le fait que notre objectif de microscope est adapté aux observations médicales et corrige le déplacement latéral introduit par une lamelle. Cela est légitime pour des petits grandissements inférieurs à 20.

Le système relais

Ce dispositif a été choisi symétrique pour bénéficier de l'annulation des aberrations d'ordres impairs (coma et distorsion). Nous considérons ainsi deux doublets de type Clairaut de focale 200 mm à une distance de 400 mm l'un de l'autre comme le montre la figure 5.6.

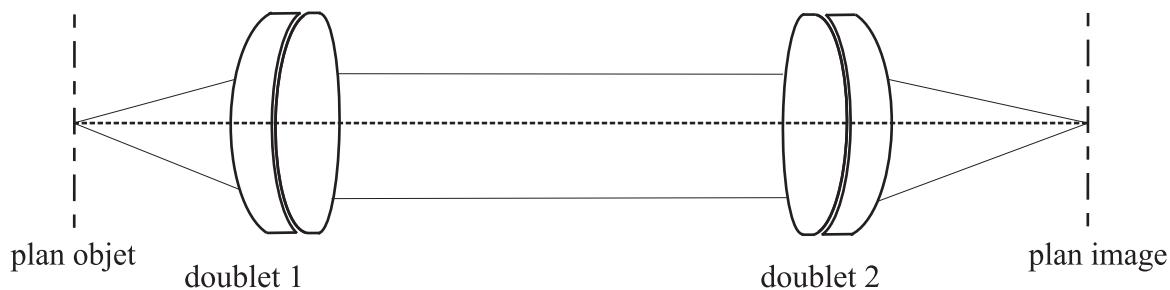


FIG. 5.6 – Schéma du système relais

De tels doublets sont composés d'une lentille biconvexe convergente en verre d'indice faible accolée avec un ménisque divergent en verre d'indice élevé et de forte dispersion. L'aberration sphérique et la coma sont ainsi partiellement corrigées mais l'astigmatisme et la courbure de champ sont importants hors de l'axe optique pour la ou les longueurs d'onde¹¹ pour lesquelles la combinaison du doublet a été optimisée. Les performances de ces optiques à 425 nm ne sont donc pas connues. J'ai réalisé des simulations sur un logiciel de calcul de combinaison optique¹² pour choisir les doublets les plus adaptés à notre application. Je donne dans le tableau 5.1 le rayon quadratique moyen de la tache

¹¹généralement 480 nm, 580 nm et 650 nm

¹²logiciel OSLO light version 6.41 disponible gratuitement sur internet.

image sur l'axe ainsi que le rapport de Strehl¹³ pour le système relais illustré figure 5.6 fonctionnant à une ouverture de 0,10.

Marque	produit	performance (μm)	Rapport de Strehl (%)
Linos	322304	8	13
Melles Griot	01LAO624	5,7	15
JML	DBL14150/100	11	13
Thorlabs	AC508-200A1	4,6	29
Newport	PAC087	6	15
EO Optics	E45-417	5,19	20,5
Formule personnelle		limité par la diffraction	92

TAB. 5.1 – *Comparaison des performances des doublets. Les caractéristiques des doublets (épaisseur, rayons de courbure et nature des verres) sont données dans l'annexe B. La formule personnelle correspond à un doublet que j'ai conçu spécifiquement pour notre application.*

La réalisation de doublets spécifiques étant assez onéreuse, nous avons privilégié un système relais avec des lentilles commerciales. Celles de la marque Thorlabs ont été choisies parce que leurs performances sont les meilleures. Pour mieux caractériser le système relais obtenu, je montre dans la figure 5.7 sa fonction de transfert de modulation. Par définition, la fonction de transfert de modulation est la transformée de Fourier de la répartition de l'intensité dans le plan image pour une source ponctuelle placée dans le plan objet du système optique étudié (réponse percussiонnelle). Elle modélise le dispositif optique comme un filtre de fréquences spatiales et permet de déterminer quelles fréquences spatiales il peut transmettre. La fréquence spatiale correspondant à un pixel de $6,5 \mu m$ est de $154 \text{ lignes} \cdot \text{mm}^{-1}$ soit $72 \text{ paires} \cdot \text{mm}^{-1}$. La fonction de transfert de modulation à cette fréquence s'élève à 0,5 ce qui est satisfaisant. Par ailleurs, cette figure montre aussi qu'il est nécessaire de disposer d'un dispositif de translation du système relais parce que les performances du système se dégradent rapidement hors de l'axe optique et le critère d'une résolution de $6,5 \mu m$ n'est plus vérifié.

Estimation de l'influence du hublot

Avant le système optique, le faisceau laser traverse un hublot du plan horizontal de la cellule. Ce hublot peut être modélisé par une lame à faces parallèles d'épaisseur 3 mm en verre de type kodial 7056. L'indice moyen du kodial est 1,487. Etant donné que le système optique fonctionne pour une ouverture de 0,10 ce qui correspond à un

¹³rapport de l'intensité du centre du disque d'Airy donné par le système optique à celle d'un système optique parfait

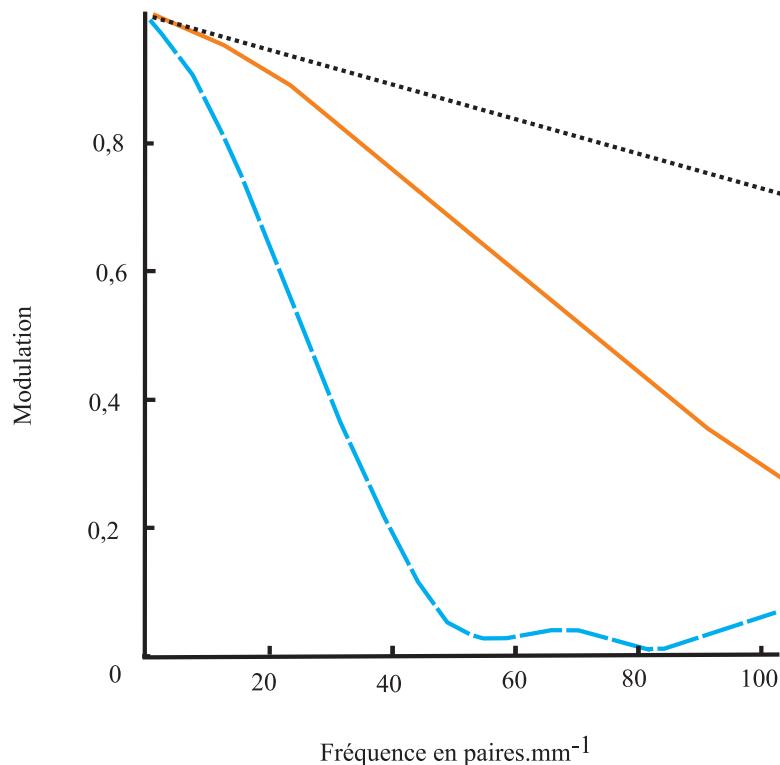


FIG. 5.7 – *Fonction de transfert de modulation du système relais avec deux doublets Thorlabs. La ligne en pointillés courts indique la fonction de transfert de modulation pour un système idéal limité par la diffraction. La ligne en trait continu et celle avec des pointillés longs correspondent respectivement aux performances du système pour un point sur l'axe optique et un point situé à 2,8 mm dans le plan objet.*

angle d'ouverture α de $\alpha = 5,7^\circ$, nous pouvons calculer l'écart normal Δ_{lame} introduit par cette lame à face parallèle au troisième ordre. Il vaut $\Delta_{lame} = e \frac{1 - n^2}{8n^3} \alpha^4 = -13 \text{ nm}$. Cette valeur de l'ordre d'un trentième de la longueur d'onde prouve que l'influence du hublot est négligeable devant les aberrations introduites par les deux doublets choisis.

5.3.4 La préparation du faisceau sonde

Couplage à la fibre optique

Le faisceau laser bleu est transporté dans une fibre optique monomode¹⁴ jusqu'à la cellule. Cette fibre permet de réaliser un filtrage spatial efficace du faisceau. L'injection de la fibre se fait grâce à des miroirs dont les vis sont micrométriques ce qui rend possible un réglage très fin et un système d'injection commercial comprenant une lentille

¹⁴ fibre de 2 à 5 m de longueur connectorisée FC-PC référence P1-405A-FC-2 de la marque Thorlabs

qui peut être translatée. La difficulté vient du fait que le diamètre d'entrée est faible (quelques microns). Nous avons obtenu jusqu'à 38% de rendement dans la fibre. Cela s'explique certainement par une mauvaise adaptation du waist du faisceau par rapport au diamètre d'entrée de la fibre.

Optique de collimation

Comme nous avons deux systèmes optiques, l'un de grossissement 1 et l'autre de grossissement 4, pour réaliser l'imagerie par absorption, nous avons besoin de deux faisceaux gaussiens très peu divergents de sections différentes. J'ai ainsi réalisé deux « collimations » du faisceau laser en sortie de la fibre en utilisant un système de collimation commercial de la marque Thorlabs. Celui-ci comprend un adaptateur et une lentille asphérique. La fibre est clipsée dans l'adaptateur, celui-ci pouvant être collé sur la lentille. La difficulté vient du fait qu'il faut régler très finement la distance entre l'adaptateur et la lentille asphérique pour obtenir un faisceau quasi-parallèle avant de pouvoir coller. Une mécanique spécifique a été réalisée par notre atelier de mécanique afin de pouvoir effectuer une translation fine de l'adaptateur par rapport à la lentille sphérique. Expérimentalement, la meilleure distance a été choisie en étudiant la propagation du faisceau sur une quinzaine de mètres avec un analyseur de faisceau. Le tableau 5.2 résume les caractéristiques des deux faisceaux obtenus. Sur une échelle de 1 m, nous disposons bien ainsi d'un faisceau quasi-parallèle de section adaptée au dispositif optique.

Focale	$f = 15 \text{ mm}$	$f = 37 \text{ mm}$
Référence	lentille F260FC-A adaptateur AD 11-F	lentille F810FC-543 adaptateur AD 15-F
Rayon du faisceau à $1/e$ (mm)	0,8	1,5
Longueur de Rayleigh associée (m)	4,7	16,6

TAB. 5.2 – *Les caractéristiques et performances des deux systèmes de collimation.*

5.3.5 Mécanique

L'ensemble du système optique est tenu sur une plateforme en forme de L¹⁵ telle que l'illustre la figure 5.8. Les supports des doublets sont vissés sur des translations microcontrôle qui permettent de les placer finement. La plateforme est tenue par une

¹⁵l'ensemble des éléments mécaniques a été réalisé par l'atelier de mécanique du laboratoire

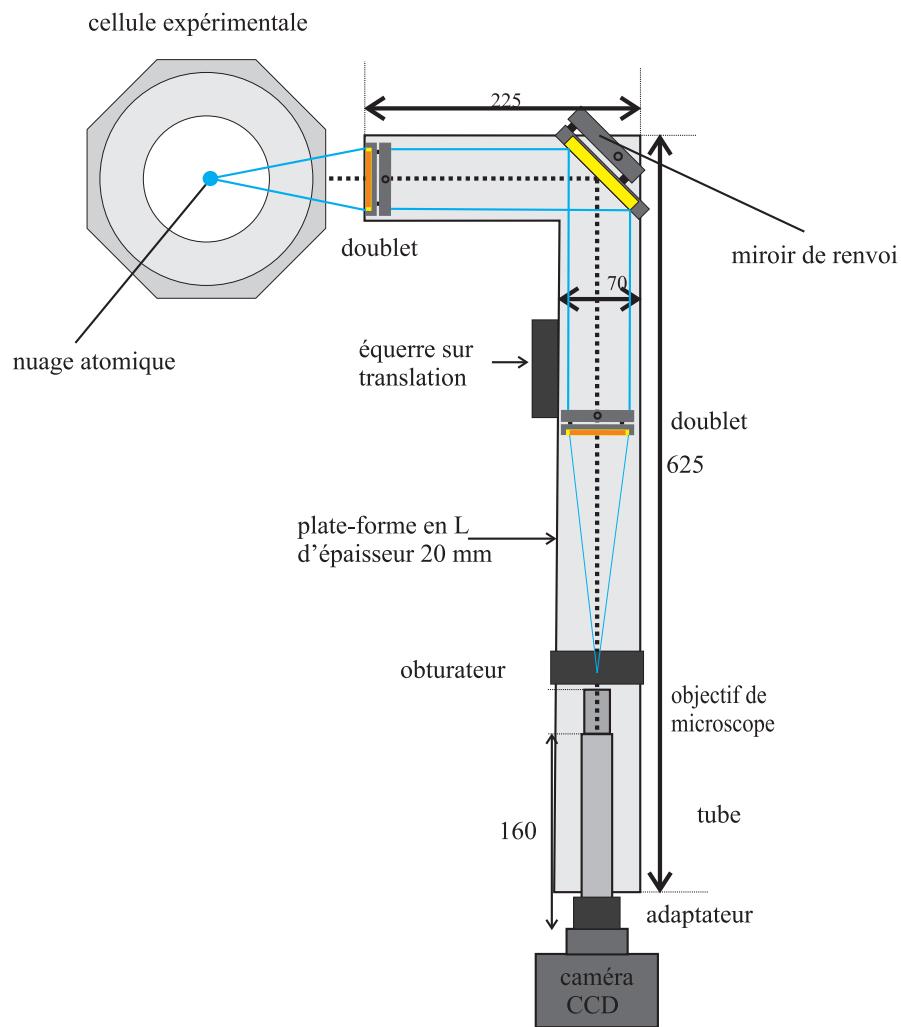


FIG. 5.8 – *Dispositif pour l'imagerie par absorption. Les distances indiquées sur le schéma sont en mm.*

équerre mobile. Un vérin motorisé¹⁶ permet de la translater sur une plage de 2,5 cm mais nous n'utiliserons que 4 mm en pratique.

¹⁶référence LTA-HL de la marque Newport

Deuxième partie

Expériences de piégeage du chrome

CHAPTER 6

Piégeage des isotopes bosonique et fermionique majoritaires du chrome

La fluorescence d'un jet atomique de chrome a été observée en mars 2005 et un mois plus tard, nous avons obtenu notre premier piège magnéto-optique de l'isotope 52 du chrome, l'isotope le plus abondant à l'état naturel. Cette réalisation expérimentale a été un moment important pour l'équipe puisqu'elle représente l'accomplissement de deux ans de travail depuis le début de la phase opérationnelle du projet.

La première partie de ce chapitre décrit les caractéristiques de ce piège. 4.10^6 atomes de ^{52}Cr piégés et une densité de $8.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ont ainsi été obtenus. Comparé à un piège magnéto-optique de rubidium, les valeurs atteintes sont plus faibles. Un fort taux de collisions inélastiques à deux corps limite en effet la densité de ce piège.

Cette observation devrait conduire à l'obtention de pièges magnétiques contenant très peu d'atomes mais nous mettons en évidence un moyen de contourner cette difficulté grâce à la structure de niveaux particulière du chrome. Par cette méthode de chargement en continu, nous parvenons à un piège magnétique de 2.10^7 atomes de ^{52}Cr .

L'extension de ces études à un piège magnéto-optique de ^{53}Cr n'avait pas été menée jusqu'à présent. Nous présentons ainsi une étude systématique de ce piège. Nous obtenons jusqu'à 5.10^5 atomes fermioniques pour une densité au centre de $2.5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dans le piège magnéto-optique et $8.5.10^5$ atomes dans le piège magnétique.

L'étude des flux dans la quatrième partie nous permet de caractériser les performances du ralentisseur Zeeman pour les deux isotopes.

Enfin, nous caractérisons un nouveau type de mélange dans un piège magnéto-optique impliquant des métaux de transition : le ^{52}Cr et le ^{53}Cr . Nous montrons en particulier quelle est la meilleure méthode pour obtenir le piège magnéto-optique mixte contenant le plus d'atomes possibles et mesurerons le taux de collisions inélastiques entre les espèces 52 et 53 , valeur très importante dans la perspective de réaliser un mélange dégénéré.

6.1 Le piège magnéto-optique de ^{52}Cr

Dans un premier temps, l'optimisation des caractéristiques de ce piège en fonction des différents paramètres du dispositif expérimental est étudiée puis les propriétés de

notre piège magnéto-optique de ^{52}Cr sont mises en évidence.

6.1.1 Optimisation du piège magnéto-optique

La première étape de l'optimisation consiste à compenser les champs magnétiques résiduels. Puis, nous avons fait varier de manière systématique tous les paramètres afin d'obtenir le plus grand nombre possible d'atomes piégés dans le piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Cette étude a été réalisée en enregistrant des images de fluorescence. Les paragraphes suivants donnent l'influence des paramètres les plus importants.

Compensation des champs magnétiques résiduels

Nous réalisons l'expérience suivante : nous changeons brutalement la valeur du gradient axial du champ magnétique du piège magnéto-optique de 16 G.cm^{-1} à 18 G.cm^{-1} . Une image de fluorescence est enregistrée pour ces deux gradients. Nous constatons alors que la position du centre du piège magnéto-optique est modifiée entre les deux images : il se déplace de $195 \mu\text{m}$ le long de l'axe horizontal et de $36 \mu\text{m}$ dans la direction verticale. Or, en l'absence du champ magnétique terrestre et des champs parasites, il resterait fixe. Le réglage de compensation des champs magnétiques consiste donc à réduire les déplacements du centre du piège magnéto-optique pour deux valeurs différentes du gradient. Ce réglage est limité par la résolution de l'imagerie, au mieux fixée par la taille d'un pixel de la caméra qui vaut $6,5 \mu\text{m}$.

Comme chaque couple de bobines n'agit que sur sa direction, les réglages de compensation sur chaque axe peuvent être réalisés de manière indépendante. Nous n'observons pas le même comportement du déplacement du centre du piège magnéto-optique selon l'axe considéré : dans la direction verticale, le comportement est linéaire comme le montre la figure 6.1b alors que deux valeurs du champ, l'un positif, l'autre négatif permettent de réduire le déplacement du centre du piège magnéto-optique dans la direction horizontale (voir figure 6.1a). Comme le champ négatif correspond à un piège magnéto-optique avec plus d'atomes, cette valeur a été retenue pour la direction horizontale¹. La compensation des champs magnétiques résiduels dans la direction de la caméra n'est pas optimisée parce que nous ne disposons pas de moyen de contrôle. Le réglage de compensation du champ magnétique terrestre permet de minimiser la température du piège. Une autre méthode consiste d'ailleurs à minimiser la température du nuage en fonction des courants appliqués dans les bobines de compensation.

Optimisation du refroidissement transverse

Le dispositif de refroidissement transverse à une dimension du jet atomique en sortie du four introduit plusieurs paramètres expérimentaux qui influent sur le nombre

¹Le comportement non-linéaire pour la direction horizontale n'est pas bien compris. Nous soupçonnons qu'il est dû à la présence d'un gradient résiduel créé par la dernière bobine du ralentisseur Zeeman.

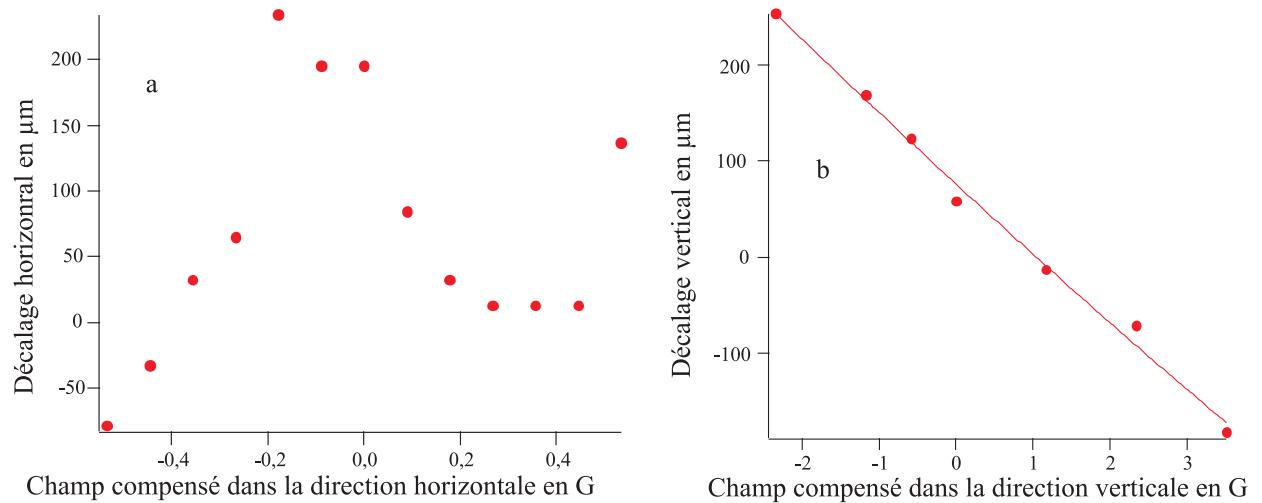


FIG. 6.1 – Déplacement du centre du piège magnéto-optique en fonction de la valeur du champ de compensation appliquée. La figure a illustre le cas de la direction horizontale alors que celle de la figure b correspond à la direction verticale.

d'atomes piégés par le piège magnéto-optique. Le gain en nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique dû à la présence de ce refroidissement transverse dépend ainsi du champ introduit par les bobines de compensation dont j'ai décrit la réalisation dans le paragraphe 3.4 ainsi que de la puissance et de la nature de la polarisation du faisceau de refroidissement comme le montrent les figures 6.2.

La première expérience que nous avons menée a consisté à étudier l'influence de la puissance sur le refroidissement transverse. Comme nous l'avons vu précédemment, le faisceau laser utilisé pour le refroidissement transverse est prélevé sur le faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique. Dans ce cas, la puissance du faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique est fixée et à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube, nous faisons varier la puissance dans le faisceau de repompage. Nous notons pour chaque valeur de puissance le rapport du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique avec refroidissement transverse au nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique lorsque le refroidissement transverse est absent (faisceau de refroidissement transverse bloqué et le faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique avec la même intensité). Cette dernière quantité est appelé abusivement gain². Sur la figure 6.2a, le gain continue d'augmenter avec la puissance totale ce qui montre que si nous disposions de plus de puissance, le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique augmenterait. En pratique, comme ce faisceau est prélevé sur le faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique de chrome 52, le piège contient moins d'atomes si la puissance de repompage est trop augmentée.

²En toute rigueur, il faudrait définir le gain comme le rapport du nombre d'atomes en présence de refroidissement transverse au nombre d'atomes obtenus dans un piège magnéto-optique avec un faisceau refroidisseur dont aucune puissance n'est prélevée pour le laser de refroidissement transverse. Ce n'est pas le cas dans les expériences présentées ici.

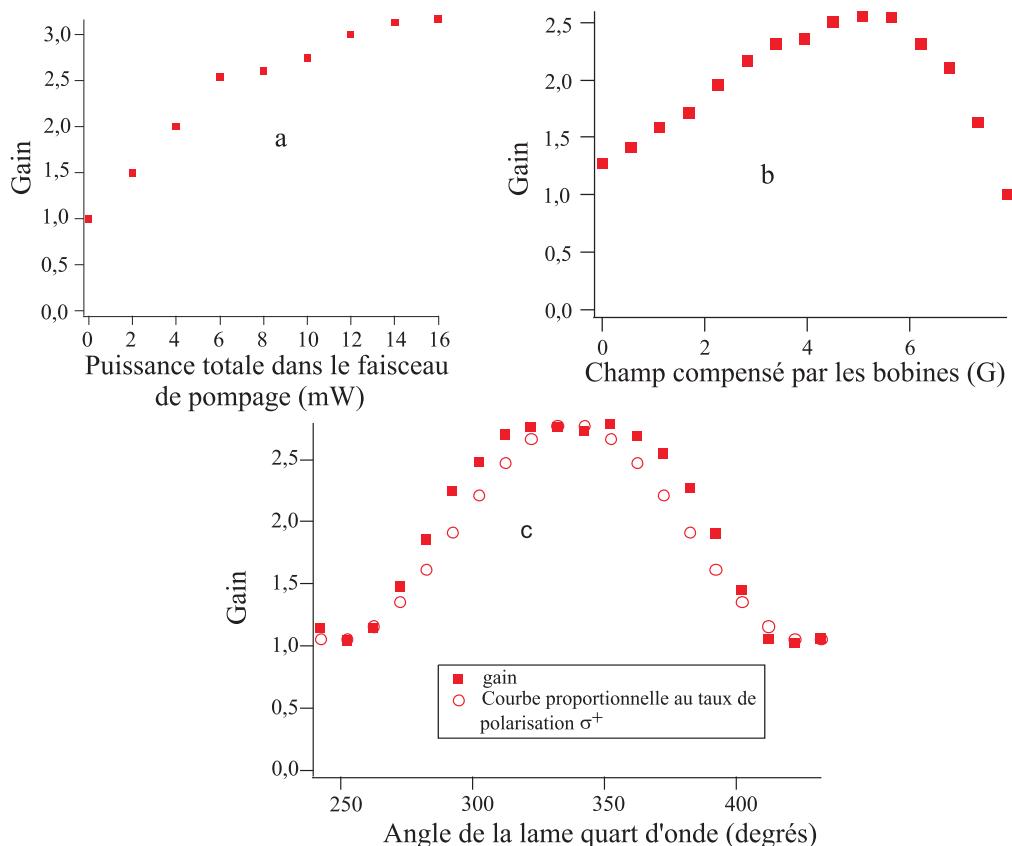


FIG. 6.2 – *Le gain correspond dans les trois expériences au rapport du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique en présence de refroidissement transverse au nombre d'atomes en l'absence de ce dispositif. La figure a illustre l'effet de la puissance dans le faisceau de refroidissement transverse. La figure b étudie l'influence du champ introduit par les bobines de compensation. Enfin, la nature de la polarisation du faisceau est illustrée dans la figure c qui donne le gain en fonction de l'orientation de la lame quart d'onde utilisée.*

Le bon compromis pour notre expérience se situe à $P = 10$ mW.

Nous constatons sur la figure 6.2b la présence d'un optimum pour le champ magnétique qui se situe à 5 G environ. Ce champ correspond à une valeur du décalage Zeeman de 7 MHz. Comme attendu, le désaccord a été ramené autour de Γ .

Le comportement du gain en nombre d'atomes par rapport à l'angle de la lame quart d'onde (figure 6.2c) est plus simple à interpréter. Le décalage Zeeman dépend de la polarisation. Ainsi, la courbe de gain obtenu correspond au taux de polarisation σ^+ (courbe de points blancs) du laser après traversée de la lame quart d'onde : plus le taux de polarisation σ^+ est grand, plus le refroidissement transverse est efficace.

Pour les paramètres optimaux, le gain à l'état stationnaire dû au refroidissement transverse correspond à un facteur 2,5 environ sur le nombre d'atomes du piège magnéto-

optique.

Influence du gradient du champ magnétique

La valeur du gradient vertical du champ magnétique est un paramètre important comme le montre la figure 6.3. Dans cette expérience, le désaccord des faisceaux refroidisseurs est de $-1,2\text{ }\Gamma$ et l'intensité totale vaut 63 mW.cm^{-2} .

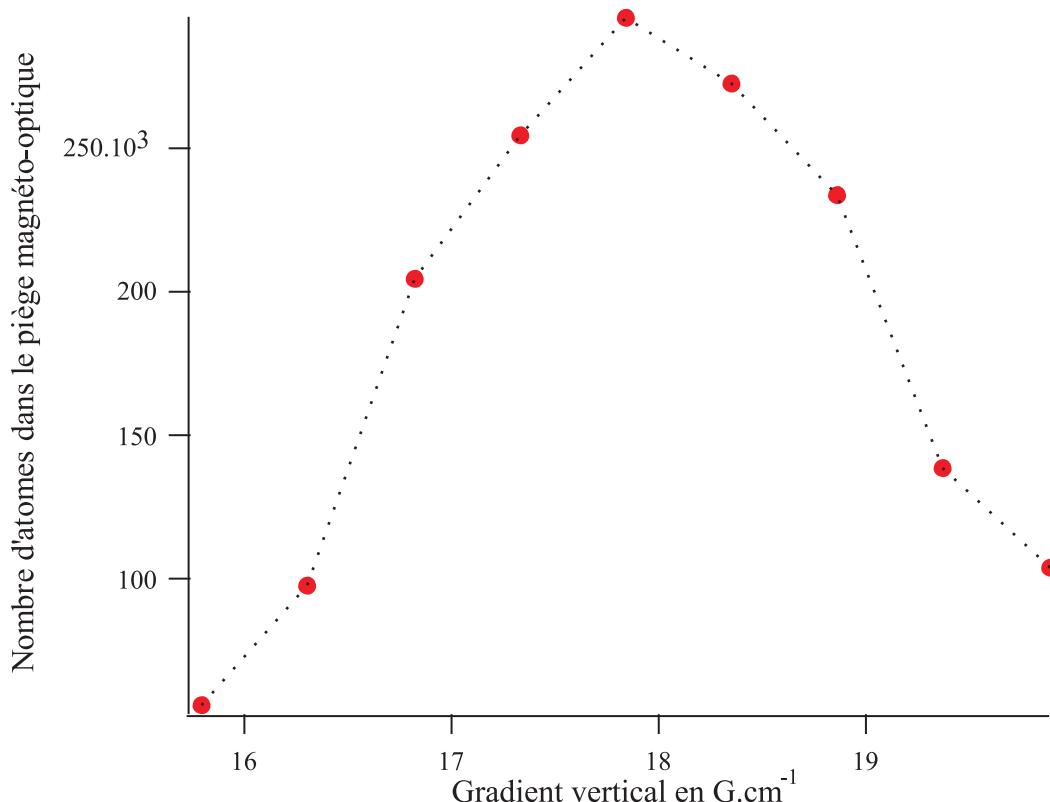


FIG. 6.3 – Nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique de ^{52}Cr en fonction du gradient vertical appliqué. Le désaccord du faisceau refroidisseur est de $-1,2\text{ }\Gamma$ et l'intensité totale vaut 63 mW.cm^{-2} pour cette expérience. La ligne en pointillées est un guide pour les yeux.

La présence d'un optimum peut s'expliquer en considérant les cas extrêmes. Si le gradient est trop diminué, la raideur du piège est trop faible et le nombre d'atomes diminue. Par contre, si le confinement est trop fort, la densité ainsi que les collisions augmentent ce qui limite le nombre d'atomes.

Influence des faisceaux lasers

Comme le ^{52}Cr n'a pas de structure hyperfine, deux faisceaux suffisent pour obtenir un piège magnéto-optique de cet isotope : un faisceau pour ralentir les atomes dans

le ralentisseur Zeeman et un autre pour refroidir et piéger les atomes dans le piége magnéto-optique. Le nombre d'atomes dans le piége magnéto-optique obtenu dépend des paramètres (désaccord et intensité notamment) de ces deux faisceaux.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à l'effet du désaccord par rapport à la résonance atomique du faisceau refroidisseur. Cette étude nous a permis de mettre en évidence un décalage en fréquence par rapport à la transition atomique du ^{52}Cr que nous attribuons à un déplacement collisionnel dans la cathode creuse. Le faisceau bleu issu de la cavité de doublement est décalé de 150 MHz vers le rouge de la transition atomique du ^{52}Cr au moyen d'un modulateur acousto-optique comme décrit dans le paragraphe 4.3.6 sur l'asservissement de la longueur de la cavité Fabry-Perot. Un modulateur acousto-optique en double passage permet de ramener la fréquence du faisceau refroidisseur vers la résonance comme décrit sur la figure 4.1. Nous avons observé qu'un piége magnéto-optique se forme encore pour un décalage en fréquence de 154 MHz vers le bleu de la transition. Cette observation voudrait dire que nous pourrions faire un piége magnéto-optique avec un faisceau désaccordé de 4 MHz vers le bleu de la transition atomique ce qui n'est pas possible. La fréquence de la résonance atomique dans la cathode creuse est donc décalée vers le bleu par rapport à la fréquence de la transition atomique du ^{52}Cr . La cathode creuse étant le siège de multiples collisions comme les collisions chrome excité-chrome fondamental ou chrome excité-électrons, il paraît légitime de supposer qu'elle introduit un décalage en fréquence de la transition atomique qu'il nous faut déterminer.

Nous avons mené l'expérience illustrée par le chronogramme 6.4 pour mesurer précisément ce décalage.

Un piége magnéto-optique est chargé avec un faisceau refroidisseur désaccordé de -2Γ par rapport à la transition atomique dans le vide. Le faisceau du ralentisseur Zeeman est alors coupé tandis que la fréquence du faisceau refroidisseur est décalée d'une valeur x . La valeur de la fluorescence du piége mesurée par le photomultiplicateur (voir paragraphe 5.2) est alors enregistrée. Nous réalisons une série de mesures pour différentes valeurs du paramètre x . En tenant compte de la variation d'efficacité du modulateur acousto-optique du faisceau refroidisseur en fonction de la fréquence de la radiofréquence appliquée, nous obtenons la courbe de fluorescence des atomes piégés en fonction du décalage en fréquence comme le montre la figure 6.5.

Nous mesurons ainsi un décalage en fréquence de 4,5 MHz vers le bleu de la transition atomique. Connaissant ce décalage, il devient dès lors possible d'étudier l'influence du désaccord du faisceau refroidisseur sur les caractéristiques du piége magnéto-optique comme illustré par la figure 6.6. Nous constatons que l'optimum est différent pour le nombre d'atomes dans le piége magnéto-optique de ^{52}Cr et pour la densité centrale : il vaut $-4,5 \Gamma$ pour le nombre d'atomes et $-2,5 \Gamma$ pour la densité au centre. L'existence d'un optimum en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur se comprend par l'étude des régimes extrêmes. Quand le désaccord s'approche de 0, la raideur du piége tend aussi vers 0. De ce fait, le nombre d'atomes est réduit. Lorsque le désaccord est grand, la vitesse de capture s'effondre ce qui empêche d'obtenir beaucoup d'atomes dans le

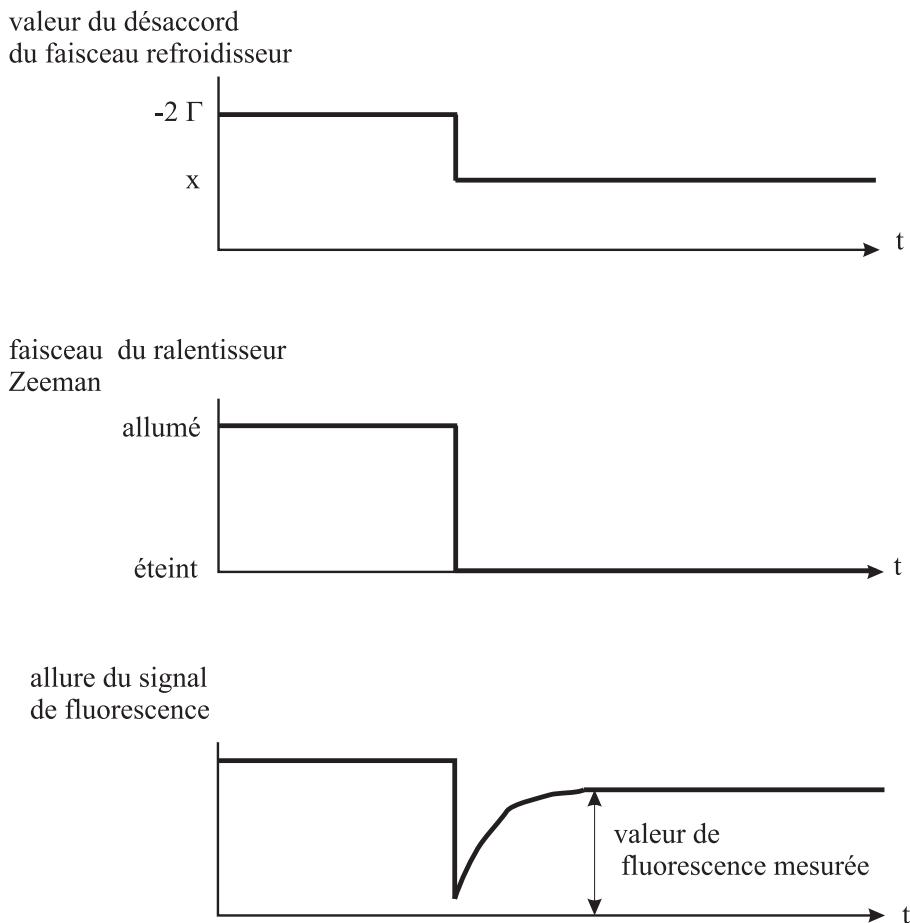


FIG. 6.4 – Chronogramme de l’expérience menée pour mesurer le décalage introduit par la cathode creuse.

piège magnéto-optique. La prévision exacte de la valeur du maximum est plus complexe parce qu’elle requiert en effet des simulations prenant en compte les phénomènes de collisions dans le piège magnéto-optique et de réabsorption de la lumière au sein du nuage. De tels modèles n’ont pas été étudiés dans le cadre de cette thèse.

La taille des faisceaux refroidisseurs (bras horizontaux et verticaux) a été optimisée à l’aide de la translation des télescopes en regardant la fluorescence du nuage d’atomes froids sur la caméra CCD (voir paragraphe 5.2). La taille de ces faisceaux à $1/e^2$ est de l’ordre de 7 mm.

Paramètres optimaux

En résumé, le nombre maximal d’atomes est obtenu pour un gradient vertical du champ magnétique valant 18 G.cm^{-1} , un faisceau refroidisseur désaccordé de $-2,5 \text{ } \Gamma$ par rapport à la transition atomique et dont le rayon à $1/e^2$ vaut 7 mm.

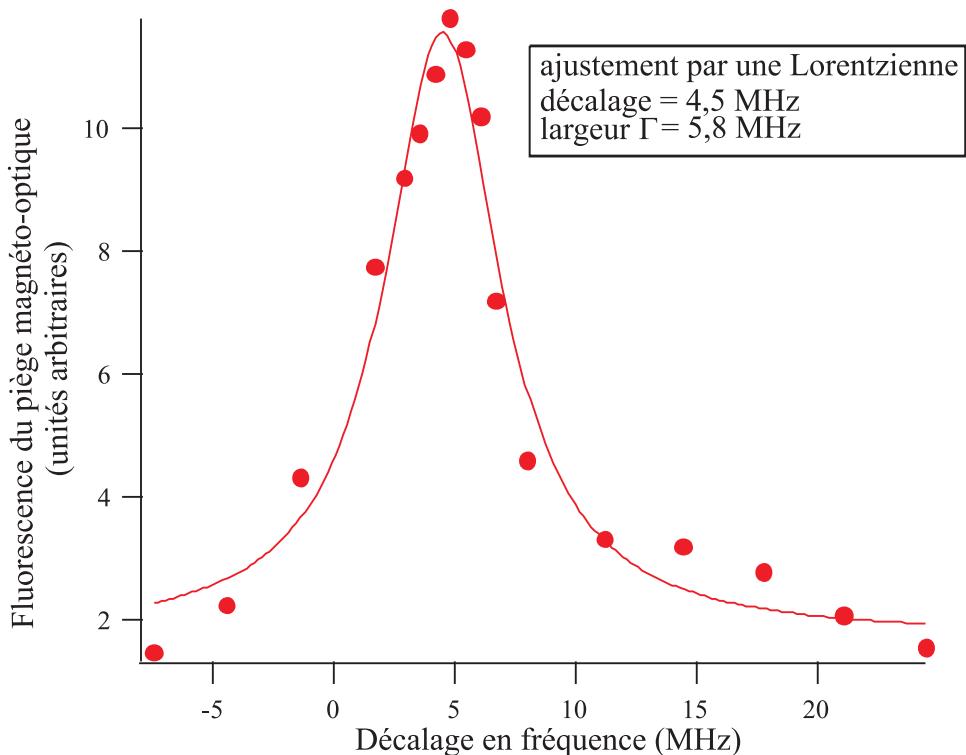


FIG. 6.5 – *Fluorescence du piège magnéto-optique en fonction du décalage en fréquence. Le décalage en fréquence correspond au décalage en fréquence introduit par le modulateur acousto-optique en double passage du faisceau refroidisseur auquel est soustrait le décalage introduit par le modulateur acousto-optique de l’asservissement par l’absorption saturée. L’ajustement des données expérimentales est réalisé avec une fonction Lorentzienne.*

6.1.2 Propriétés du piège magnéto-optique de ^{52}Cr

Caractéristiques du piège magnéto-optique optimisé

Après cette optimisation, nous obtenons le piège magnéto-optique présenté sur la figure 6.7a. Le rayon moyen du nuage à 1/e défini comme la moyenne arithmétique des rayons à 1/e dans les trois directions vaut alors $110 \mu\text{m}$ comme le montrent les coupes selon les directions x et z des figures 6.7b et 6.7c. Une mesure par temps de vol nous donne une température de $(100 \pm 20) \mu\text{K}$ pour le nuage atomique du piège magnéto-optique.

Nous obtenons un nombre maximal d’atomes de $(4 \pm 0,2 \pm 1) \cdot 10^6$ ³ avec une densité atomique optimale de $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (avec une incertitude systématique de 30%). Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus par l’équipe de McClelland [34] et

³Les barres d’erreur correspondent successivement aux incertitudes statistiques puis aux erreurs systématiques.

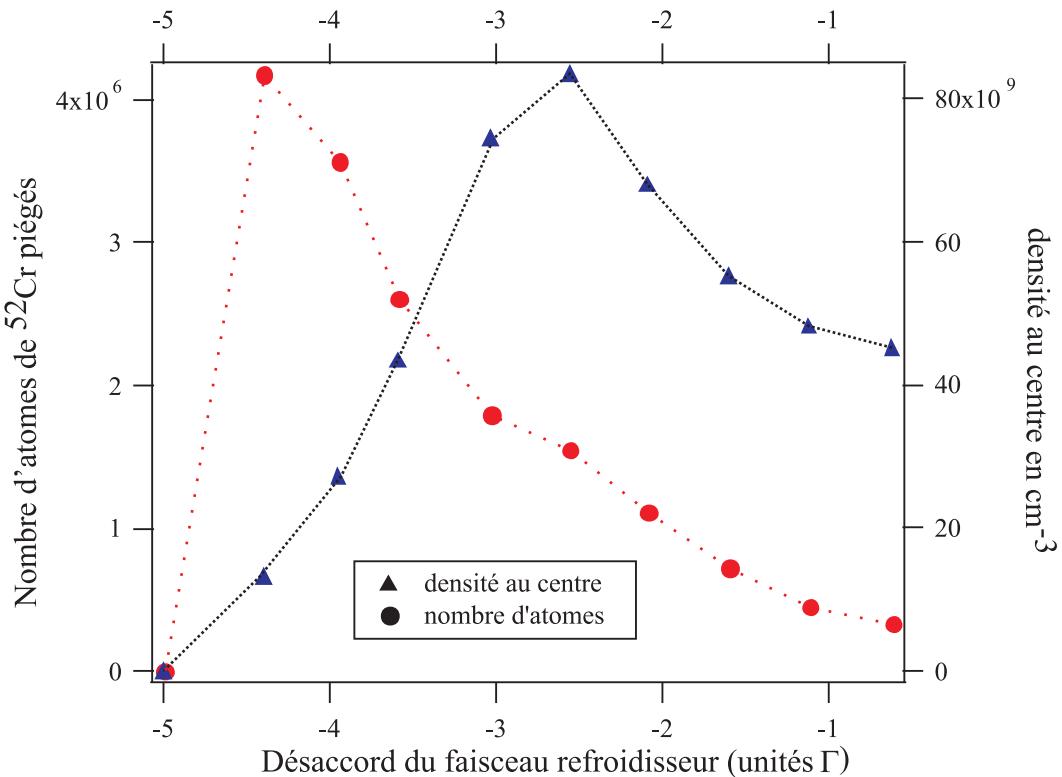


FIG. 6.6 – Caractéristiques du piège magnéto-optique de ^{52}Cr en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur. Les points correspondent au nombre d'atomes et les triangles à la densité atomique du piège magnéto-optique. Les lignes pointillées sont un guide pour les yeux.

celle de Pfau [36] comme le montre le tableau 6.1.

L'étude de la dynamique de chargement du piège magnéto-optique est illustrée par la figure 6.8. Le temps de chargement à 1/e est de 15 ms. Sa rapidité s'explique par le fort taux de pertes à un corps étudié dans le paragraphe suivant. La pente à l'origine donne le taux de chargement : il s'élève à $1,6 \cdot 10^8 \text{ atomes.s}^{-1}$ lorsque le four fonctionne à une température de 1500 °C.

Les pertes à un corps

Nous avons observé la décroissance du nombre d'atomes du piège magnéto-optique en fonction du temps. Il existe un fort taux de pertes à un corps (169 s^{-1}) plus important que celui des pertes à un corps dues au vide résiduel. Cela s'explique par le fait que la transition de refroidissement n'est pas parfaitement fermée. Les atomes dans l'état $^7\text{P}_4$ peuvent subir des transitions vers les états métastables $^5\text{D}_3$ et $^5\text{D}_4$. Ces deux états

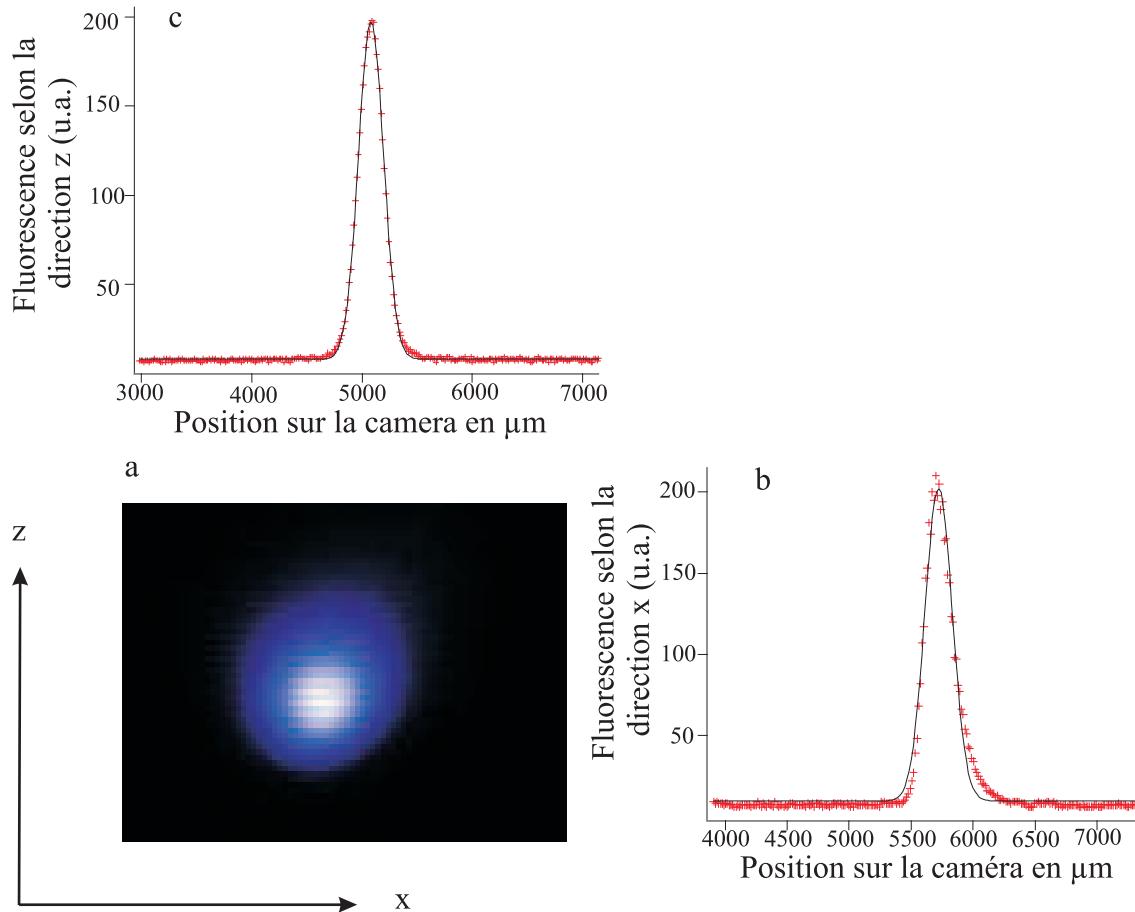


FIG. 6.7 – Le piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Les atomes du piège magnéto-optique sont facilement visibles à l'oeil nu parce qu'en présence des faisceaux lasers, les atomes n'arrêtent pas de subir des cycles d'absorption-émission. L'image a est cependant une image en fausse couleur car il est difficile de photographier le piège magnéto-optique du fait de l'accès optique réduit. L'axe x correspond à l'axe du faisceau Zeeman, l'axe y à celui de la caméra et l'axe z à la direction verticale. Le graphe b et c sont obtenus en faisant une coupe du signal de fluorescence respectivement le long de l'axe x et de l'axe z. Le signal est alors ajusté par une fonction gaussienne.

Equipe	Paramètres du piège	δ/Γ	I/I_s	Gradient (G.cm $^{-1}$)	Température du four (°C)
équipe du NIST	nombre d'atomes : 10^6 densité atomique : 1.10^{10} cm $^{-3}$	-3,2	7,8 35	18	1500
équipe de Pfau	nombre d'atomes : $3,5.10^6$ densité atomique : $2,4.10^{-0}$ cm $^{-3}$	-4 -3,2	80	20	1375
notre équipe	nombre d'atomes : 4.10^6 densité atomique : 8.10^{10} cm $^{-3}$	-3,2	10 10	18	1500

TAB. 6.1 – Caractéristiques des différents pièges magnéto-optiques de ^{52}Cr . δ et I désignent respectivement le désaccord et l'intensité du faisceau refroidisseur. I_s est l'intensité de saturation de la transition atomique. Le gradient du champ indiqué est le gradient le plus fort introduit par les bobines quadripolaires. Les données expérimentales pour les valeurs de nos collègues du NIST et de l'université de Stuttgart sont extraits des références [34] et [36].

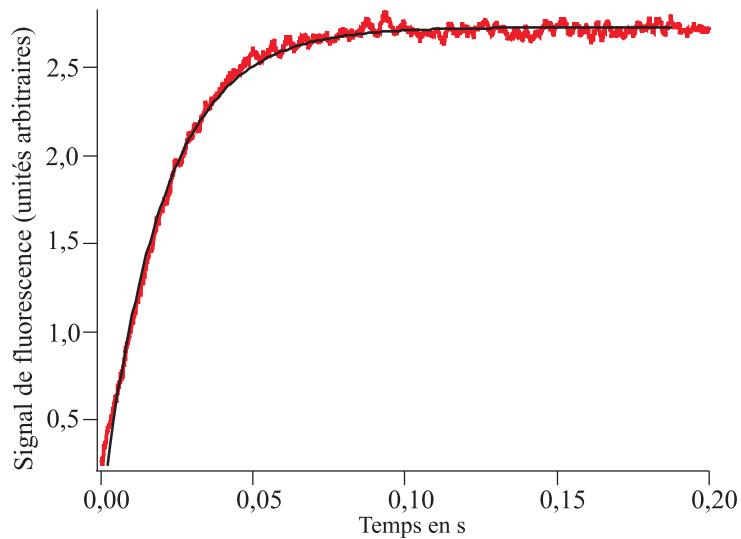


FIG. 6.8 – Courbe de chargement du piège magnéto-optique de ^{52}Cr . L'ajustement est réalisé à l'aide d'une fonction exponentielle.

peuvent être repompés (via l'état 7P_3) en utilisant les diodes lasers monomodes en cavité étendue. Ainsi, si nous repompons uniquement l'état 5D_4 brusquement, nous obtenons un gain transitoire élevé d'un facteur 2 qui correspond au fait que le piège magnétique contient plus d'atomes que le piège magnéto-optique comme nous le verrons dans la partie 6.2. Si nous maintenons ce repompage en permanence, il est possible d'obtenir un gain à l'état stationnaire dans le piège magnéto-optique valant 30% environ pour une puissance suffisante dans le faisceau rouge de repompage (voir figure 6.9).

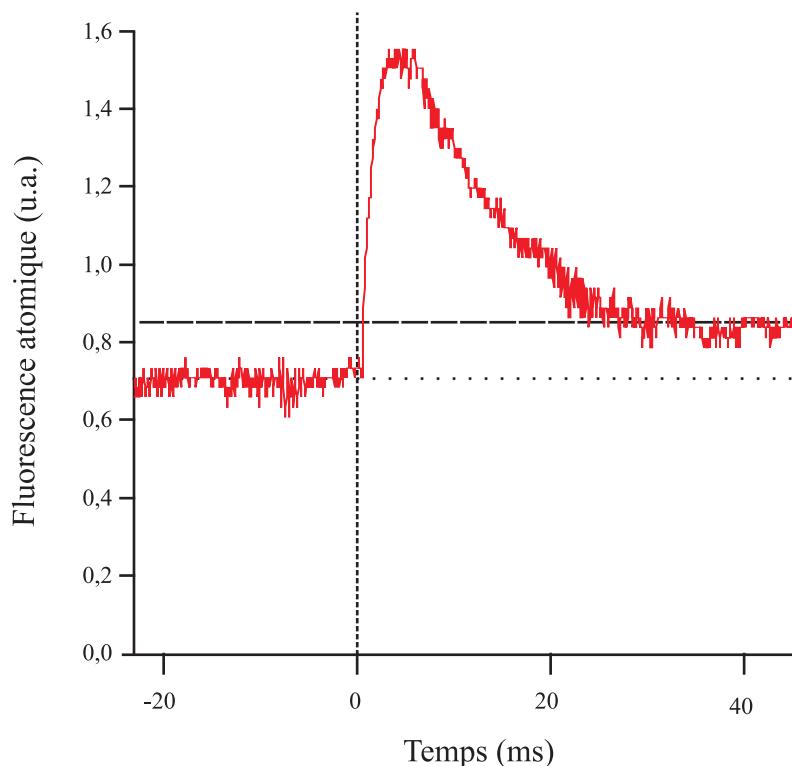


FIG. 6.9 – Courbe de repompage du piège magnéto-optique de ${}^{52}\text{Cr}$ avec le repompeur de l'état 5D_4 . La ligne verticale indique le moment où le repompeur rouge est déclenché. Après un gain transitoire important, la fluorescence revient à l'état stationnaire à une valeur 1,3 fois plus importante qu'en l'absence de repompage.

Un fort taux de collisions à deux corps

Pour mettre en évidence le fort taux de collisions à deux corps du chrome, les atomes sont d'abord accumulés dans les états métastables qui restent piégés magnétiquement dans le piège quadripolaire formé par les bobines du piège magnéto-optique (voir paragraphe 6.2). Les faisceaux du ralentisseur Zeeman et refroidisseur du piège

magnéto-optique sont coupés. Une impulsion du laser rouge permet de repomper les atomes vers l'état fondamental. Nous refaisons alors un piège magnéto-optique et la décroissance en fluorescence lors du retour à l'état stationnaire est enregistrée. C'est ce que montre la figure 6.10.

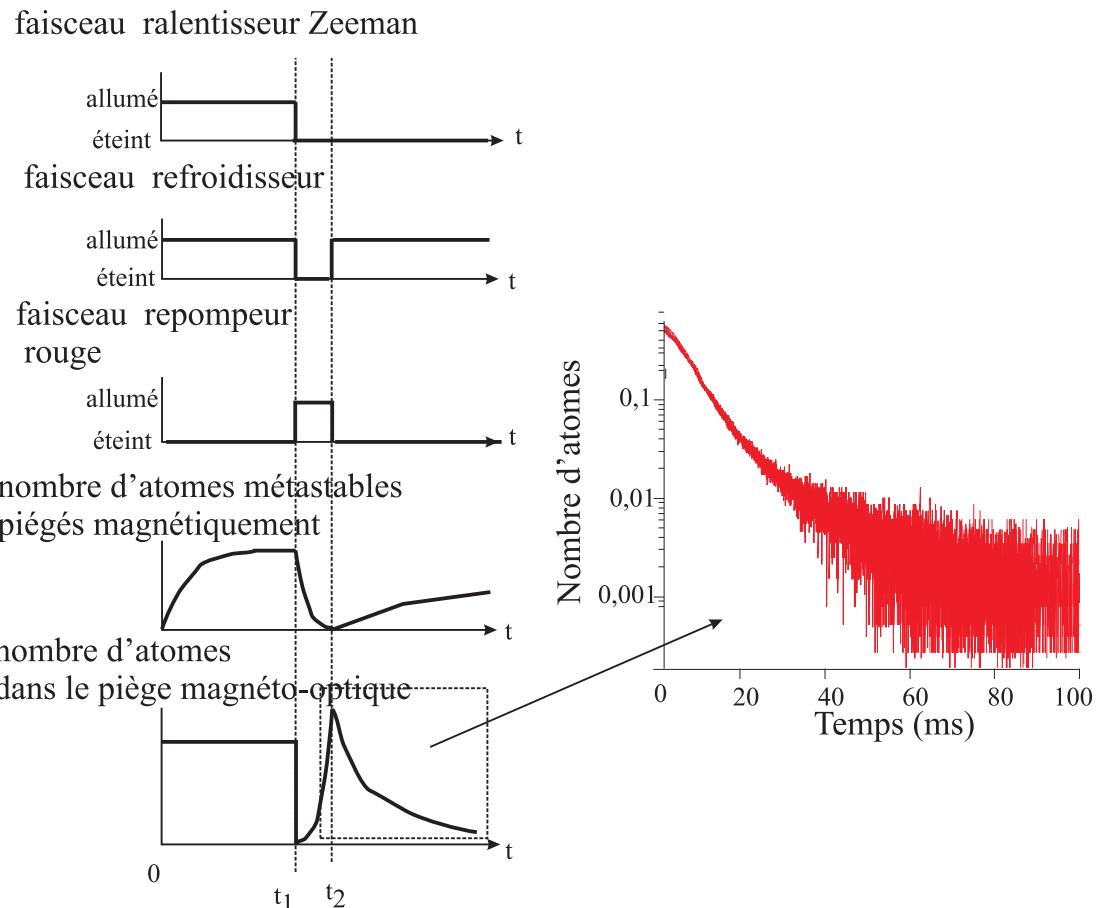


FIG. 6.10 – *Chronogramme de la séquence pour la mesure du taux de collisions à deux corps et courbe de décharge du piège magnéto-optique bosonique en échelle logarithmique. L'échelle de temps sur le chronogramme n'est pas respectée : entre l'instant 0 et l'instant t_1 , il s'écoule 5 s environ, entre les instants t_1 et t_2 , quelques ms et entre t_2 et la fin de l'expérience, une centaine de ms comme le montre l'encadré. Sur celui-ci, nous observons une décroissance non exponentielle aux temps courts signe de la présence de collisions à deux corps et une décroissance exponentielle aux temps longs qui correspond aux pertes à un corps.*

Une décroissance non exponentielle aux temps courts est observée ainsi qu'une décroissance exponentielle aux temps longs qui correspond aux pertes à un corps. Cette expérience permet ainsi de mesurer le taux de collisions à deux corps du piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Il vaut $(6,25 \pm 0,9 \pm 1,9) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, quand les faisceaux du piège

magnéto-optique sont désaccordés de 10 MHz de la résonance et que l'intensité totale vaut 116 mW.cm^{-2} . Nos mesures sont en accord avec celles déjà effectuées par l'équipe de McClelland [34]. Les valeurs obtenus sont plus élevées que celle mesurées dans les cas des alcalins : par exemple, pour le Cs, ce taux vaut $8.10^{-12} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ [88]. L'origine de ce fort taux n'est pas encore bien comprise mais sa présence explique pourquoi le nombre d'atomes ainsi que la densité atomique sont plus faibles dans un piège magnéto-optique de ^{52}Cr par rapport à un piège magnéto-optique de rubidium.

6.2 Le piège magnétique de ^{52}Cr

6.2.1 La méthode d'accumulation

La structure en Λ des niveaux du chrome rend possible le chargement en continu d'un piège magnétique à partir du piège magnéto-optique. Une démonstration expérimentale de ce chargement en continu a déjà été réalisée par le groupe de Pfau [64]. En effet, si la probabilité de transition radiative de l'état excité vers les métastables est bien plus petite que vers le fondamental, une fois que les atomes arrivent dans un des niveaux métastables ^5D , ils y restent, car ils ne sont plus en interaction avec le faisceau laser refroidisseur du piège magnéto-optique. De plus, ils sont piégés dans le champ magnétique quadripolaire du piège magnéto-optique lorsqu'ils sont dans un état piégeant⁴ dont le moment magnétique associé permet le piégeage dans le gradient. Ces atomes peuvent enfin être repompés vers le fondamental, via un état intermédiaire ($^7\text{P}_3$). La séquence expérimentale est illustrée par le chronogramme 6.11.

Cette méthode permet d'accumuler dans le piège magnétique un plus grand nombre d'atomes que dans le piège magnéto-optique (10 fois plus environ). Dans la démarche usuelle, le passage direct d'un piège magnéto-optique à un piège magnétique s'accompagne de perte d'atomes alors que, pour le chargement continu, il est possible d'obtenir dans le piège magnétique un nombre d'atomes avec un ordre de grandeur plus important que dans le piège magnéto-optique.

Des procédures d'accumulation similaires s'appliquent aux atomes de strontium [89] et pour l'ytterbium [90] mais dans ces expériences, le gradient requis est plus fort (centaines de G.cm^{-1}).

6.2.2 Caractérisation de ce piège

Nous avons étudié comme le montre la figure 6.12a l'influence du désaccord du faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique de ^{52}Cr sur les temps d'accumulation dans le piège magnétique. La procédure expérimentale est la suivante : nous allumons les faisceaux du piège magnéto-optique pendant un temps variable et après avoir repompé,

⁴c'est-à-dire $m_J > 0$

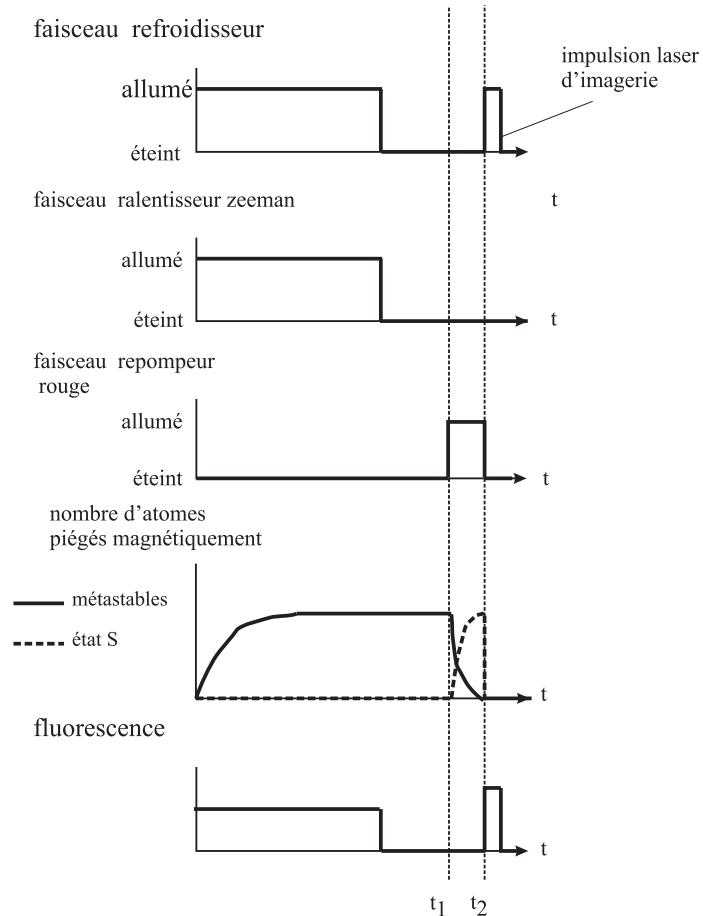


FIG. 6.11 – Chronogramme d'une séquence permettant d'observer un piège magnétique de ^{52}Cr .

nous enregistrons la fluorescence obtenue. Nous constatons que pour un désaccord correspondant à $-4,2 \text{ \Gamma}$, le temps d'accumulation est minimisé.

Nous avons mené la même étude en considérant le nombre d'atomes piégés magnétiquement. La séquence expérimentale est celle de la figure 6.11. La figure 6.12b illustre cette analyse. Nous parvenons ainsi à un nombre maximal de 2.10^7 atomes dans l'état métastable $^5\text{D}_4$. Dans le cas du ^{52}Cr , le nombre d'atomes piégés dans les états métastables sature à une échelle de temps fixée par les collisions inélastiques avec les atomes dans l'état excité $^7\text{P}_4$ [2, 64, 91]. Une mesure par temps de vol donne une température du piège magnétique de $100 \mu\text{K}$.

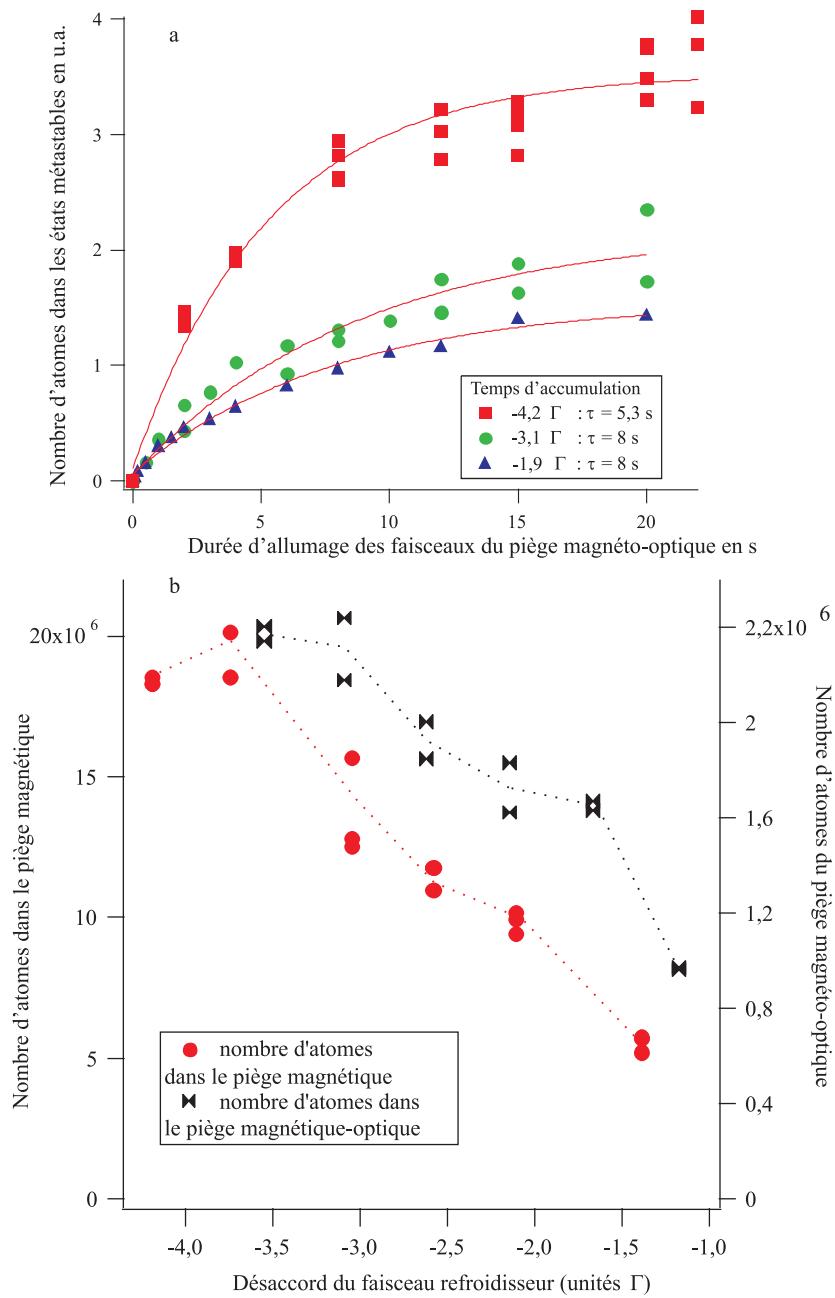


FIG. 6.12 – Les deux figures présentent une étude du piège magnétique de ^{52}Cr pour plusieurs désaccords du faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Dans l'expérience a, nous avons analysé le temps d'accumulation dans le piège magnétique. Les ajustements sont réalisés avec des fonctions exponentielles. L'expérience b s'intéresse au nombre d'atomes stationnaire dans le piège magnétique et dans le piège magnéto-optique en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur du piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Les lignes pointillées sont des guides pour les yeux.

Le temps de vie du piège magnétique à $1/e$, limité par la qualité du vide dans l'enceinte, vaut 30 s. Il devrait nous permettre de mener quelques expériences de refroidissement évaporatif dans le piège magnétique mais il sera probablement un facteur limitant pour obtenir la condensation de Bose-Einstein du ^{52}Cr .

6.3 Expérience de piégeage avec le ^{53}Cr seul

L'isotope fermionique ^{53}Cr a déjà été refroidi par collision avec un gaz tampon froid d'hélium cryogénique [92] et plus récemment dans un piège magnéto-optique à Stuttgart [36]. Nous sommes cependant le premier groupe à avoir réalisé une étude de ce piège qui est décrite dans cette troisième partie.

6.3.1 Etude du piège magnéto-optique de ^{53}Cr

Optimisation du piège magnéto-optique

Le principe de l'optimisation du piège magnéto-optique de ^{53}Cr est similaire à celui exposé précédemment pour l'espèce bosonique. Cependant, cette optimisation est rendue plus complexe à cause de la présence d'une structure hyperfine à quatre composantes pour le fermion dans l'état fondamental. Les faisceaux bleus du piège magnéto-optique sont ainsi composés de trois fréquences : le faisceau refroidisseur et deux repompeurs, R_1 et R_2 , correspondant respectivement aux transitions $|^7\text{S}_3, F = 7/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F' = 9/2\rangle$ et $|^7\text{S}_3, F = 5/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F' = 7/2\rangle$. En toute rigueur, un repompeur sur la transition $|^7\text{S}_3, F = 3/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F' = 5/2\rangle$ est aussi nécessaire. Mais, comme nous avons observé que si le repompeur R_2 est enlevé, le nombre d'atomes du piège magnéto-optique est seulement réduit de 30 %, l'apport de ce troisième repompeur n'apparaît pas significatif. Il est en revanche impossible d'obtenir un piège magnéto-optique de ^{53}Cr en l'absence du repompeur R_1 . De plus, pour le ralentissement laser, comme expliqué dans la partie 3.3, un repompeur bleu désaccordé de 300 MHz par rapport à la transition de ralentissement est mélangé avec le faisceau laser du ralentisseur Zeeman pour éviter les pertes au niveau du point de mauvais croisement. Quelques mW sont suffisants pour ce repompeur, et sans lui, le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique diminue de 40 %.

Or, avec les faisceaux R_1 et le repompeur Zeeman du ^{53}Cr , il est possible de former un piège magnéto-optique de ^{52}Cr . Comment s'assurer dès lors que le signal observé est bien celui d'un piège magnéto-optique de ^{53}Cr ? Une lame $\frac{\lambda}{2}$ sur le trajet du faisceau du piège magnéto-optique du ^{52}Cr (repompeur 1 du piège magnéto-optique de ^{53}Cr) permet de changer la polarisation des bras verticaux du piège magnéto-optique dans une configuration qui expulse les atomes bosoniques empêchant ainsi de réaliser un piège magnéto-optique du ^{52}Cr .

Dans les conditions optimales résumées dans le tableau 6.2, l'étude de la dynamique

de chargement du piège magnéto-optique a été réalisée comme l'illustre la figure 6.13. Le temps de chargement à 1/e est de 115 ms. La pente à l'origine donne le taux de chargement qui vaut 3.10^6 atomes.s $^{-1}$ lorsque la température du four s'élève à 1500 °C. Les atomes sont refroidis transversalement par un faisceau laser orthogonal au faisceau atomique presque résonant avec la transition $|^7S_3, F = 9/2\rangle \rightarrow |^7P_4, F = 11/2\rangle$ avant d'être ralentis dans le ralentisseur Zeeman. Une puissance de 10 mW dans le faisceau de refroidissement transverse permet d'augmenter d'un facteur 2 à 2,5 le nombre d'atomes du piège magnéto-optique à l'état stationnaire. Ces différentes études ont été réalisées en l'absence de tout repompeur rouge.

Faisceau	Puissance (mW)	taille à 1/e ² (mm)
repompeur R_1	10	7
repompeur R_2	3	5,2
refroidisseur du ^{53}Cr	25	4,5
ralentisseur Zeeman du ^{52}Cr	3	3
ralentisseur Zeeman du ^{53}Cr	30	3,6

TAB. 6.2 – Caractéristiques des faisceaux du piège magnéto-optique de ^{53}Cr . Les tailles des faisceaux ralentisseurs Zeeman sont données au niveau du piège magnéto-optique. Ceux-ci convergent à peu près au niveau du four.

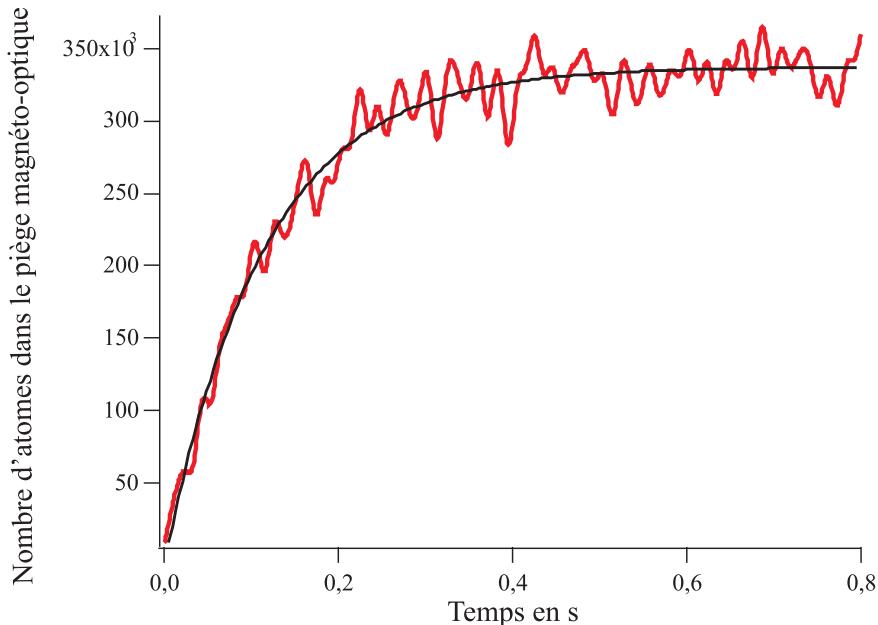


FIG. 6.13 – Courbe de chargement du piège magnéto-optique de ^{53}Cr . Les atomes du piège magnéto-optique sont chargés en 115 ms.

Mesure du décalage isotopique entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr

De la même façon que pour le piège magnéto-optique de ^{52}Cr , une expérience a été menée pour déterminer avec précision la position de la résonance de la transition $|7S_3, F = 9/2\rangle \rightarrow |7P_4, F = 11/2\rangle$ du ^{53}Cr . Un piège magnéto-optique de ^{53}Cr est chargé avec un faisceau refroidisseur du ^{53}Cr désaccordé de -2Γ par rapport à la transition atomique dans le vide. Les faisceaux du ralentisseur Zeeman (ralentisseur du ^{53}Cr et repompeur) sont alors coupés tandis que la fréquence du faisceau refroidisseur est décalée d'une valeur x . La valeur de la fluorescence du piège mesurée par le photomultiplicateur (voir paragraphe 5.2) est alors enregistrée. Nous réalisons une série de mesures pour différentes valeurs du paramètre x . En tenant compte de la variation d'efficacité du modulateur acousto-optique du faisceau refroidisseur du ^{53}Cr en fonction de la fréquence de la radiofréquence appliquée, nous obtenons la courbe de fluorescence des atomes piégés en fonction de la fréquence de la radiofréquence appliquée au modulateur acousto-optique (qui est en double passage d'après le chapitre 4). La courbe obtenue est celle de la figure 6.14.

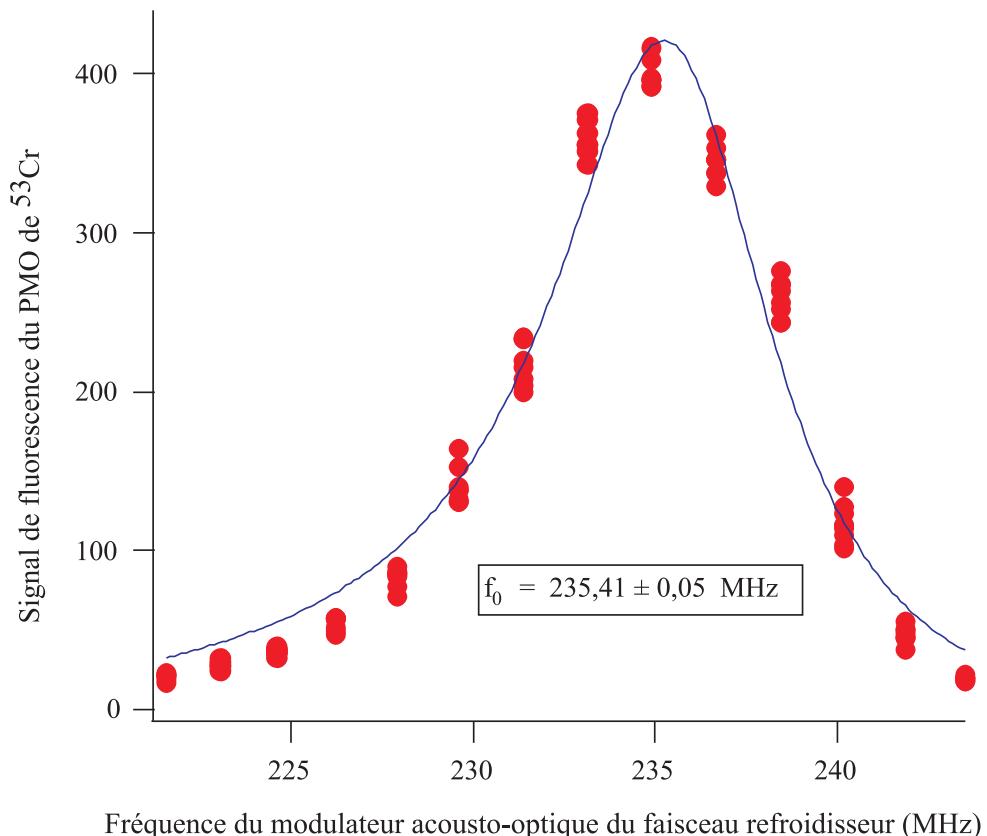


FIG. 6.14 – Courbe de fluorescence des atomes fermioniques dans le piège magnéto-optique en fonction de la fréquence du faisceau refroidisseur. Cette courbe prend en compte la dépendance en fréquence du rendement du modulateur acousto-optique.

Les résultats de ces deux expériences réalisées pour le boson et le fermion donnent accès au déplacement isotopique entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr . Le décalage en fréquence entre la transition $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr et la transition $|^7\text{S}_3, F = 9/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F = 11/2\rangle$ du ^{53}Cr peut en effet être déduit de nos expériences : il vaut (316 ± 1) MHz. Or, le décalage isotopique correspond au décalage en fréquence entre la transition $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr et la transition de refroidissement du ^{53}Cr s'il n'avait pas de structure hyperfine. En prenant en compte les valeurs de A et B données dans l'annexe A, la valeur du décalage isotopique entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr est obtenue. Ce décalage s'élève à (16 ± 1) MHz.

Etude du piège magnéto-optique de ^{53}Cr

Le rayon moyen à $1/e$ du nuage vaut $100 \mu\text{m}$. Le nombre total d'atomes dans le piège magnéto-optique en présence d'un repompeur laser rouge, en fonction de l'intensité du faisceau laser et du désaccord a été mesuré comme le montrent les figures 6.15.

La figure 6.15a montre que le nombre d'atomes du piège magnéto-optique et la densité au centre atteignent un maximum pour différentes valeurs du désaccord des faisceaux du piège magnéto-optique. Nous avons observé jusqu'à $(5 \pm 0,25 \pm 1).10^5$ atomes dans le piège magnéto-optique du ^{53}Cr . Le nombre d'atomes à l'état stationnaire dans le piège magnéto-optique de fermions est significativement plus grand que celui attendu par comparaison directe avec le cas du boson, si nous prenons seulement en considération le taux de chargement relatif d'environ 2% (voir paragraphe 6.4) et le taux de pertes des deux pièges magnéto-optiques. Cela montre l'effet néfaste des collisions inélastiques pour le piège magnéto-optique bosonique qui est plus dense.

Il apparaît sur la figure 6.15b une saturation du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique avec l'intensité laser, tandis que la densité au centre ne sature pas pour la puissance laser disponible. La plus grande densité au centre obtenue vaut $2,5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (avec une incertitude systématique de 30%).

Mesure du taux de pertes à un corps

Pour le taux de pertes à un corps du piège magnéto-optique, nous avons estimé que la probabilité de transition de passer des états $^7\text{P}_4$ aux états métastables $^5\text{D}_{3,4}$ valait 280 s^{-1} (avec une incertitude de 33% principalement due à des erreurs statistiques) ce qui est significativement plus grand que pour le boson (169 s^{-1}). Il est possible d'annuler partiellement ces pertes avec le repompeur rouge disponible (en repompage à partir de l'état $^5\text{D}_4$). Le nombre d'atomes à l'état stationnaire dans notre piège magnéto-optique est multiplié par un facteur deux en présence de repompeur et l'efficacité de repompage sature seulement avec 2 mW de lumière rouge (avec un rayon à $1/e^2$ de 2,9 mm). Aucune augmentation significative de la fluorescence du piège magnéto-optique n'a été observée quand l'autre faisceau rouge, désaccordé de l'écart hyperfin de 225 MHz de l'état $^5\text{D}_4$ a été ajouté.

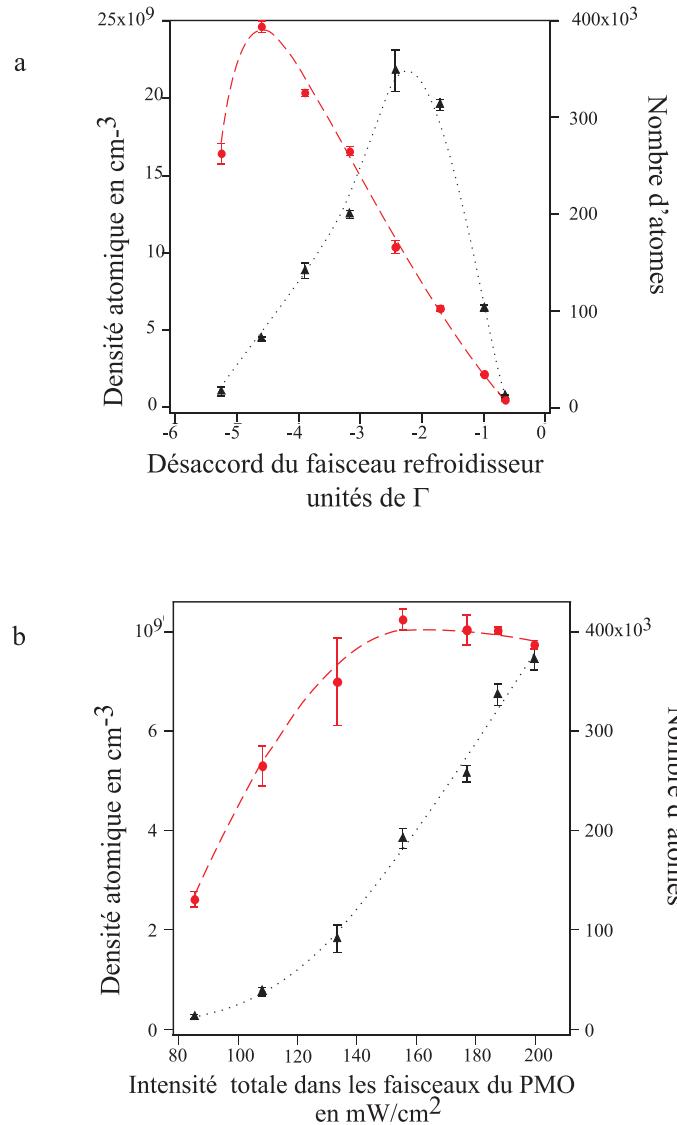


FIG. 6.15 – La figure a illustre la caractéristiques du piège magnéto-optique de ^{53}Cr en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur alors que la figure b présente une étude systématique du piège magnéto-optique de ^{53}Cr en fonction de l'intensité du faisceau refroidisseur. Dans chacun des graphes, les points correspondent au nombre d'atomes et les triangles à la densité au centre du piège magnéto-optique. Le désaccord du faisceau refroidisseur par rapport à la transition $|^7S_3, F = 9/2\rangle \rightarrow |^7P_4, F = 11/2\rangle$ est normalisé à la largeur Γ . Les barres d'erreurs illustrent la dispersion pour quatre points de données et la ligne solide est un guide pour les yeux. Pour l'expérience a, l'intensité totale dans les faisceaux du piège magnéto-optique vaut 200 mW.cm^{-2} . Dans le cas de l'expérience b, le désaccord du faisceau refroidisseur vaut -20 MHz .

Mesure du taux de collisions à deux corps

La procédure expérimentale pour mesurer le taux de collisions à deux corps dans le piège magnéto-optique de ^{53}Cr est la même que celle utilisée pour le boson. Les atomes fermioniques sont accumulés dans les états métastables dans le piège magnétique. Les faisceaux du ralentisseur Zeeman et du piège magnéto-optique sont coupés. On repompe vers l'état fondamental par une impulsion du rouge. Nous rebranchons les seuls faisceaux refroidisseurs et nous enregistrons le déchargement du piège magnéto-optique. C'est ce que montre la figure 6.16.

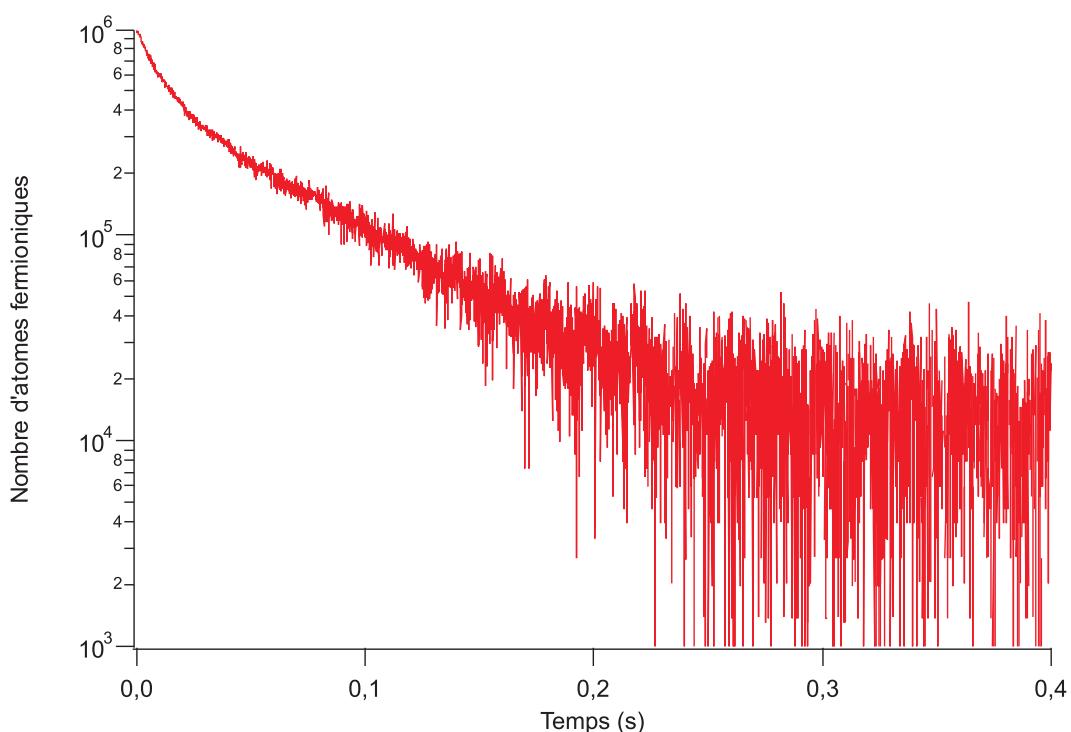


FIG. 6.16 – *Courbe de déchargement du piège magnéto-optique de ^{53}Cr en échelle logarithmique. On observe une décroissance non exponentielle aux temps courts puis une décroissance exponentielle aux temps longs.*

Le relativement grand nombre d'atomes de ^{53}Cr obtenu avec la procédure décrite pour le boson nous permet d'étudier avec soin les pertes qui dépendent de la densité pour le piège magnéto-optique de ^{53}Cr . Le taux de collisions à deux corps mesuré pour le ^{53}Cr est très grand, dans une gamme allant de $(1 \pm 0,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ à $(8 \pm 0,8 \pm 2,5) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des désaccords des lasers du piège magnéto-optique variant de -20 MHz à -3 MHz, et une intensité totale des lasers du piège magnéto-optique de 170 mW.cm^{-2} . Ces valeurs sont similaires aux taux de pertes obtenus pour le piège magnéto-optique de ^{52}Cr . A notre connaissance, ces très forts taux de collisions dans les pièges magnéto-optiques de chrome ne sont pas très bien compris jusqu'à

maintenant.

6.3.2 Piège magnétique du ^{53}Cr

Même avec un repompeur présent, le nombre maximal d'atomes de ^{53}Cr dans l'état stationnaire est inférieur à 10^6 , ce qui est probablement insuffisant pour atteindre la dégénérescence quantique, avec une procédure de refroidissement évaporatif. C'est pourquoi, comme pour le boson, nous avons étudié l'accumulation des atomes fermioniques métastables dans le piège magnétique quadripolaire formé par les bobines du piège magnéto-optique.

Comme expliqué précédemment, le chrome permet de découpler naturellement le refroidissement et le piégeage. Les atomes sont lentement accumulés dans des états métastables dont les temps de vie sont très grands (et inconnus), et dont le moment magnétique est assez grand pour être piégé dans le gradient du champ magnétique du piège magnéto-optique, s'ils sont produits dans les états chercheurs de champ faibles. Dans notre expérience, nous avons utilisé la même procédure que celle déjà exposée pour le boson pour accumuler les atomes de ^{53}Cr dans les états métastables dans le champ quadripolaire du piège magnéto-optique.

Le temps d'accumulation à 1/e des atomes métastables de ^{53}Cr dans le piège magnétique vaut de l'ordre de 8 s. De même, le temps de vie à 1/e de ce piège en présence du jet atomique vaut aussi 8 s. Lorsque l'obturateur mécanique du four est fermé, nous avons vu précédemment que les collisions avec le gaz résiduel limitent le temps de vie à 1/e à 30 s. De ces observations, nous déduisons que l'échelle de temps pour accumuler les atomes métastables de ^{53}Cr dans le piège magnétique est fixée par les collisions avec les atomes rapides sortant du four. Ainsi, contrairement au cas du boson, le nombre d'atomes piégés magnétiquement dans les états métastables ne sature pas à une échelle de temps donnée par les collisions inélastiques entre les atomes métastables et les atomes dans l'état excité $^7\text{P}_4$. En effet, dans le cas du piège magnéto-optique de ^{53}Cr , le nombre d'atomes dans l'état $^7\text{P}_4$ à l'état stationnaire est à peu près 10 fois plus petit que le nombre d'atomes de ^{52}Cr piégés dans cet état.

Par accumulation des atomes dans l'état $^5\text{D}_4$, et après les avoir repompés en utilisant une impulsion laser à 663 nm de 10 ms, nous avons mesuré jusqu'à $(8,5 \pm 0,4 \pm 2,1) \cdot 10^5$ atomes de ^{53}Cr piégés magnétiquement dans l'état fondamental $^7\text{S}_3$. Ce nombre a été obtenu pour un désaccord des faisceaux du piège magnéto-optique égal à 12,5 MHz et une intensité totale dans le faisceau piège magnéto-optique égal à 200 mW.cm^{-2} , ce qui correspond presque à une augmentation d'un facteur 10 comparé à l'état stationnaire des atomes du piège magnéto-optique pour les mêmes paramètres. Cette mesure a été réalisée proche de la fréquence de résonance et ne devrait pas correspondre au nombre optimal d'atomes de ^{53}Cr accumulés dans les états métastables. De plus, ce nombre a été mesuré en utilisant seulement un repompeur rouge et l'utilisation d'un autre repompeur pour l'état $^5\text{D}_3$ devrait donner un point de départ raisonnable pour des expériences de collisions froides, d'études de résonances de Feshbach et de refroidissement évaporatif

vers la dégénérescence quantique.

6.4 Performances du ralentisseur Zeeman

6.4.1 Flux théoriques

A la sortie du four, les populations de l'isotope fermionique sont équiréparties dans les 28 sous-niveaux Zeeman des quatre états hyperfins de l'état fondamental alors que celles de l'isotope bosonique sont équiréparties dans les sept sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Seuls les atomes arrivant dans la zone de ralentissement dans le sous-état Zeeman $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ ($m_F = 3$) pour le fermion et $m_J=3$ pour le boson peuvent être ralentis dans le ralentisseur Zeeman. Afin d'obtenir une estimation théorique des flux d'atomes ralentis dans le ralentisseur Zeeman, nous avons réalisé des calculs de pompage optique pour les deux isotopes fermioniques et bosoniques. Si le cas du boson est assez facile à traiter, celui du fermion est plus compliqué. D'abord, le nombre de niveaux (28 dans l'état 7S_3 et 36 dans l'état 7P_4) est grand. De plus, les décalages d'énergie Zeeman deviennent comparables à la structure hyperfine pour des valeurs faibles du champ magnétique (seulement quelques Gauss pour l'état excité 7P_4). Les calculs doivent prendre en compte les vrais états propres, qui ne sont ni les états hyperfins (F, m_F), ni les états Zeeman (m_J, m_I).

Nous trouvons que la plupart des atomes de ^{52}Cr dont la vitesse est inférieure ou égale à la vitesse de capture $V_C = 550 \text{ m.s}^{-1}$ sont pompés optiquement dans l'état $m_J = 3$ par le faisceau ralentisseur du ralentisseur Zeeman. Au contraire, aucune accumulation substantielle dans l'état $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ pour les atomes de ^{53}Cr n'est attendue tandis qu'ils traversent la zone de branchement : 6% au lieu de $3,5\% = 1/28$. En tenant compte de l'abondance naturelle, nous nous attendons à un rapport de flux entre les atomes de ^{53}Cr ralentis et celui des atomes de ^{52}Cr ralentis valant $0,06 \frac{9,5}{84} = 0,7\%$.

6.4.2 Flux mesurés expérimentalement

Le flux atomique pour les atomes de ^{52}Cr ralentis et les atomes de ^{53}Cr ralentis peut se déduire des courbes de chargement des pièges magnéto-optique comme celle des figures 6.8 et 6.13. Le flux atomique correspond aux pentes à l'origine de ces courbes. Nous avons mesuré ces flux atomiques pour différentes températures pour le boson et le fermion comme le montre la figure 6.17.

Le rapport de flux expérimental entre les atomes fermioniques ralentis et celui des bosons ralentis est plus grand que nos prévisions théoriques : presque égal à 2% à 1500 °C. Nous ne savons pas l'expliquer. On peut cependant noter que moins de puissance laser est disponible pour les expériences menées sur le boson par rapport à celles du fermion.

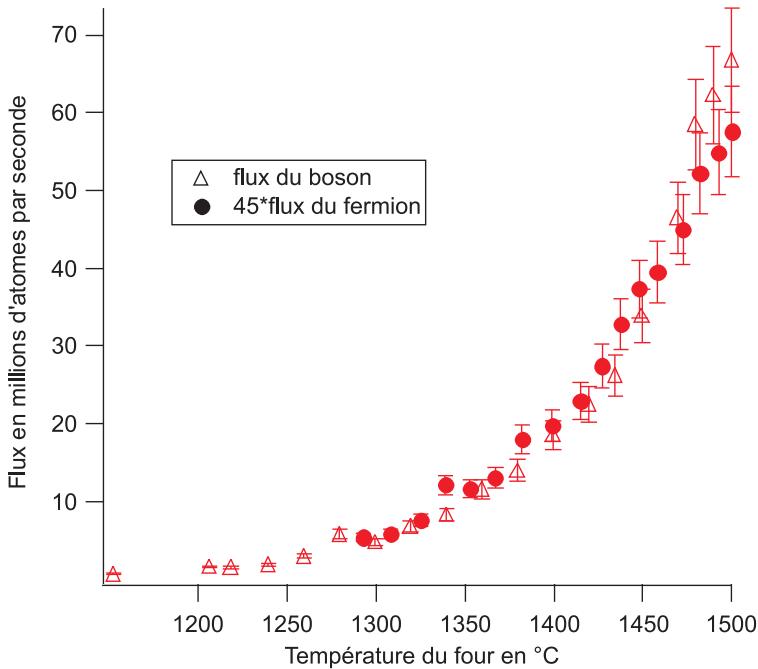


FIG. 6.17 – Flux atomiques des bosons et des fermions en fonction de la température. Les deux expériences ont été réalisées en l’absence de refroidissement transverse.

6.5 Le piège magnéto-optique mixte

L’obtention d’un piège magnéto-optique d’un nouveau mélange ^{52}Cr - ^{53}Cr est décrite. Puis, dans l’optique d’obtenir un mélange dégénéré de ces deux isotopes, les collisions entre ces deux isotopes sont étudiées.

6.5.1 Mise en évidence expérimentale du nouveau mélange

Nous avons pour la première fois réalisé un piège magnéto-optique simultané des atomes de ^{52}Cr et ^{53}Cr . Ce piège magnéto-optique mixte peut être obtenu de deux manières différentes.

La première consiste à générer les différents faisceaux lumineux nécessaires pour piéger chaque isotope. Cette méthode a été employée pour réaliser des pièges magnéto-optiques mixtes d’alcalins comme dans les expériences impliquant deux isotopes du rubidium [93] ou du lithium [94]. La figure 6.18a montre que nous pouvons charger un piège magnéto-optique de ^{52}Cr et après qu’il a atteint l’état stationnaire, lui superposer un piège magnéto-optique de ^{53}Cr simplement en allumant les modulateurs acousto-optiques pour la transition de refroidissement des fermions et le repompeur R_2 . Chacun des deux pièges magnéto-optiques se forme approximativement au même endroit d’après nos images de fluorescence sur la caméra CCD (voir figure 6.18b). Quand les faisceaux lasers du piège magnéto-optique de ^{53}Cr sont coupés, la fluorescence dé-

tectée par le photomultiplicateur reprend immédiatement la valeur qu'elle avait lorsque l'état stationnaire du boson était atteint. Cela démontre que ni la présence des lasers ni celle d'atomes froids de ^{53}Cr (dans ce régime de fonctionnement) n'induisent de pertes pour les atomes de ^{52}Cr . Cependant, les données de la figure 6.18 correspondent à très peu d'atomes (3.10^4 atomes de ^{52}Cr et 4.10^4 atomes de ^{53}Cr).

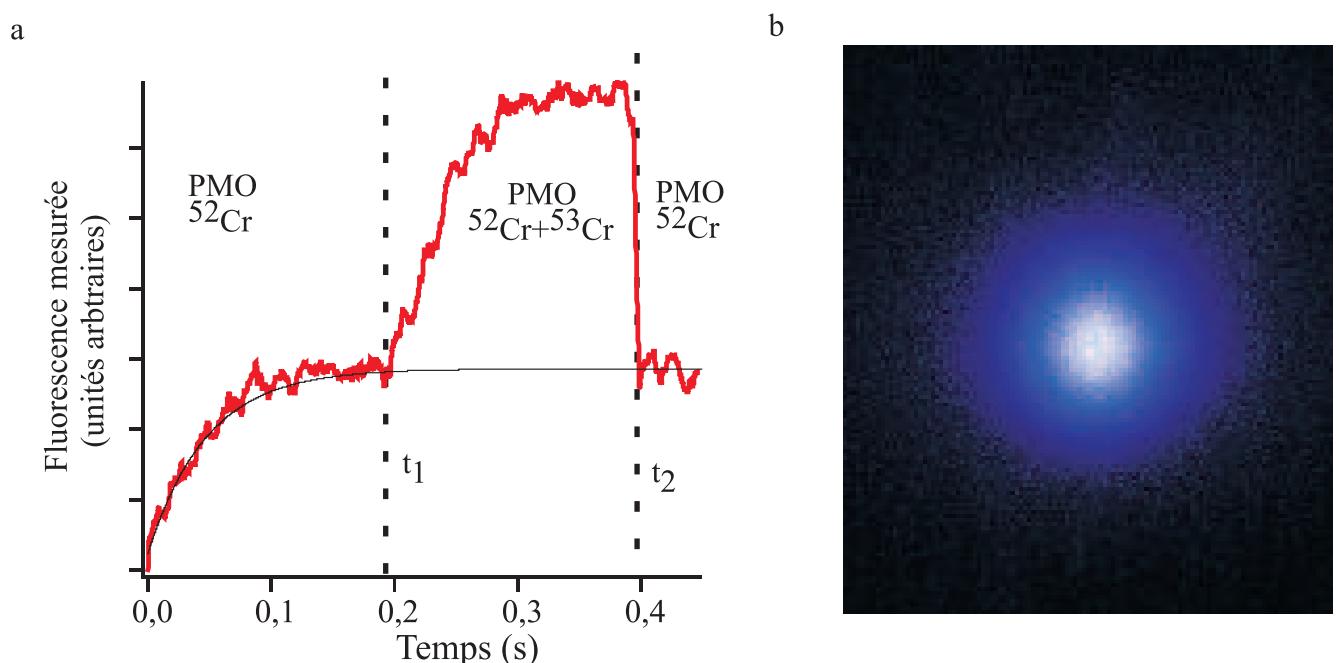


FIG. 6.18 – *Mise en évidence du mélange. La figure a est une image de fluorescence du piége magnéto-optique mixte. La figure b est l'enregistrement du signal de fluorescence lors de l'expérience suivante : le piége magnéto-optique pour le ^{52}Cr est allumé à $t=0$ tandis que le piége magnéto-optique de ^{53}Cr est seulement réalisé entre les lignes en pointillés. La ligne en trait plein est obtenue en ajustant la fluorescence des bosons. Elle met en évidence que pour un très petit nombre d'atomes, il n'y a pas de nouvelles pertes induites par la présence de ^{53}Cr pour le ^{52}Cr .*

Il est aussi possible de réaliser un piége magnéto-optique mixte de chrome séquentiellement comme dans le cas du strontium [95]. Dans ce cas, la séquence comprend trois étapes : les atomes fermioniques sont d'abord accumulés dans les états métastables $^5\text{D}_3$ et $^5\text{D}_4$ qui sont piégés magnétiquement. Puis, le piége magnéto-optique de l'isotope bosonique est chargé. Enfin, les atomes fermioniques dans les états métastables sont repompés pour superposer les deux piéges magnéto-optiques comme le montre le chronogramme de la figure 6.19.

Outre cette méthode séquentielle peu répandue, l'originalité de notre dispositif repose aussi sur sa relative simplicité. Dans le cas des alcalins, la démonstration de piége

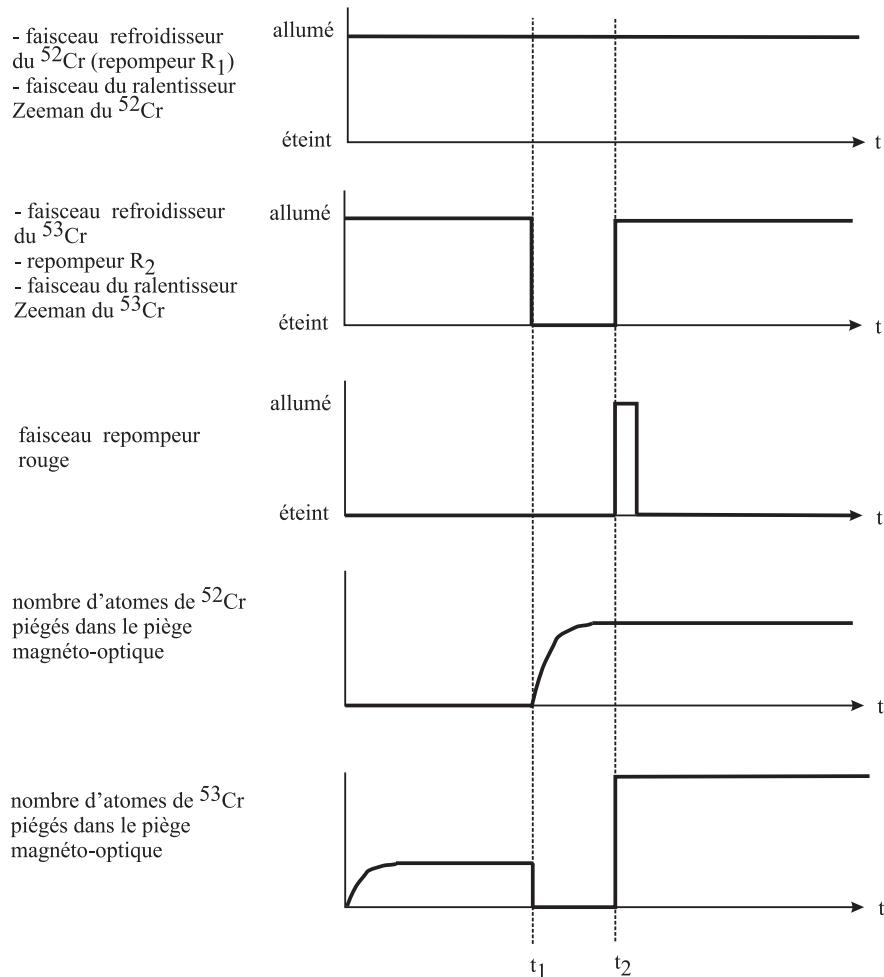


FIG. 6.19 – Chronogramme pour la méthode séquentielle d'obtention d'un piège magnéto-optique mixte.

magnéto-optique mixte fermion-boson nécessite des complications expérimentales non négligeables comme la multiplication des faisceaux qui rend parfois nécessaire le couplage avec un angle, l'utilisation d'isotope radioactif comme dans la référence [96] ou la mise au point de source d'enrichissement. Ainsi, dans l'équipe de Salomon au LKB [94], pour obtenir un piège magnéto-optique de $^6\text{Li}/^7\text{Li}$, le faisceau est enrichi en ^6Li jusqu'à 20% et huit fréquences sont nécessaires : quatre fréquences pour le ralentisseur Zeeman et quatre pour le piège magnéto-optique. Seulement cinq fréquences sont nécessaires dans notre montage pour réussir la même expérience sur le chrome grâce à la quasi-correspondance entre la transition de refroidissement $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr et la transition $|^7\text{S}_3, F = 7/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F' = 9/2\rangle$ du ^{53}Cr (voir paragraphe 4.4.1). Ainsi, dans notre dispositif expérimental, les faisceaux refroidisseurs peuvent être recombinés sur une lame. De ce fait, il est possible d'obtenir un très bon recouvrement spatial des

deux pièges magnéto-optiques.

Pour obtenir en continu de grands nombres d'atomes dans notre piège magnéto-optique mixte, une difficulté vient du fait que le piège magnéto-optique de ^{52}Cr est altéré par la présence du ralentisseur Zeeman pour le ^{53}Cr . Nous attribuons cet effet au fait que les atomes bosoniques sont poussés par le ralentisseur Zeeman du ^{53}Cr quand ils approchent de la région du piège magnéto-optique (lors de la traversée de la zone 3 du champ du Zeeman (voir figure 3.5), les atomes bosoniques traversent lentement une région où ils sont résonants avec la fréquence du laser du ralentisseur Zeeman du ^{53}Cr). Ces observations suggèrent que la meilleure stratégie pour obtenir un grand nombre d'atomes de ^{52}Cr et de ^{53}Cr est de les accumuler séquentiellement dans les états métastables, avant de repomper les deux isotopes dans l'état électronique fondamental.

6.5.2 Etude des collisions interisotopes

Mesure du $\beta_{52/53}$

Dans une série séparée d'expériences, le nombre d'atomes fermioniques a été augmenté en les accumulant d'abord pendant 10 s dans les états métastables piégés. Le piège magnéto-optique de ^{52}Cr est ensuite chargé puis les atomes sont repompés depuis l'état $^5\text{D}_4$ pour superposer un piège magnéto-optique d'environ 7.10^5 atomes fermioniques sur le piège magnéto-optique bosonique, avec une densité pic des atomes fermioniques estimée à environ $4.10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Une perte mesurable d'atomes de ^{52}Cr est alors observée, comme le montre la figure 6.20, ce qui constitue une preuve que la présence d'atomes fermioniques crée un canal de pertes supplémentaires pour les atomes bosoniques.

Le taux de pertes correspondant s'écrit $\beta_{52/53} \int n_{52}(r)n_{53}(r) d^3r$ où $\beta_{52/53}$ est le coefficient de pertes interisotopes. Si le nombre de fermions reste constant, ce taux correspond à une perte linéaire du point de vue des bosons. Il vaut alors $\beta_{52/53} \overline{n_{53}} N_{52}$ où N_{52} est le nombre de bosons et $\overline{n_{53}} = \frac{N_{53}}{\overline{V_{53}}}$ la densité moyenne de fermions à la position du piège magnéto-optique bosonique avec N_{53} le nombre d'atomes fermioniques et $\overline{V_{53}}$ un volume qui dépend de la distribution spatiale des deux isotopes. Ecrire les densités sous les formes $n_{52}(r) = n_{52,0}f_{52}(r)$ et $n_{53}(r) = n_{53,0}f_{53}(r)$ où $n_{i,0}$ est la densité pic de l'espèce considérée permet d'écrire $\overline{V_{53}}$ en fonction des distributions de densités normalisées $f_i(r)$:

$$\overline{V_{53}} = \frac{\int f_{52}(r) d^3r \int f_{53}(r) d^3r}{\int f_{52}(r) f_{53}(r) d^3r} \quad (6.1)$$

Expérimentalement, les distributions de piège magnéto-optique ont une forme gaussienne. Les rayons à $1/e$ horizontaux et verticaux des deux pièges magnéto-optiques

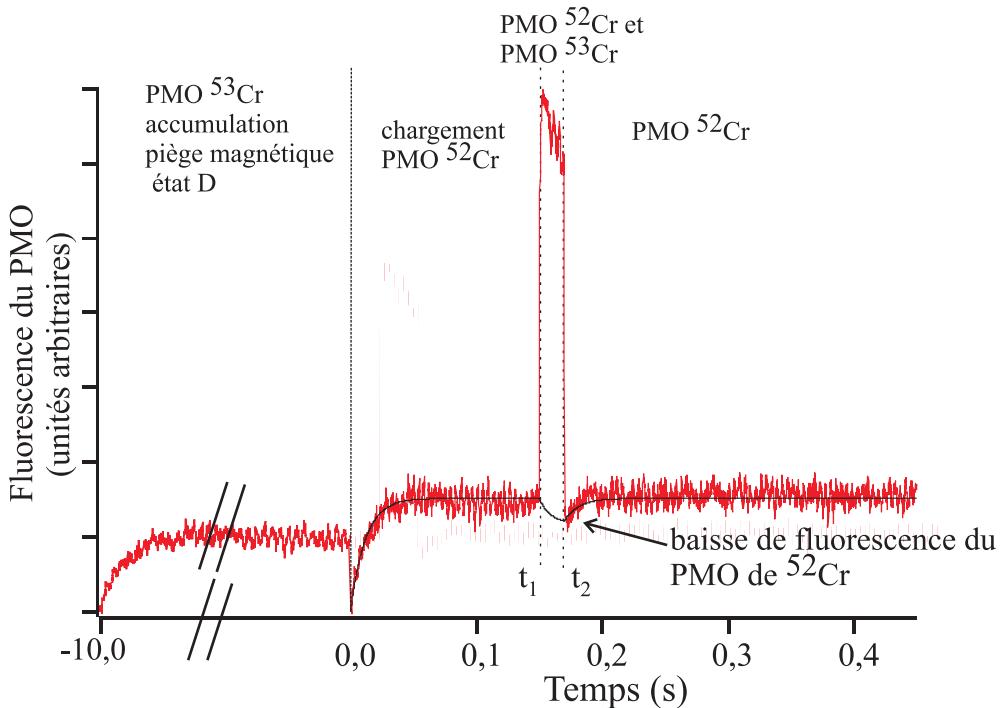


FIG. 6.20 – *Etude des collisions entre les deux espèces dans le cas où le nombre d'atomes est plus grand. Avant l'instant $t=0$, le piège magnéto-optique de ^{53}Cr est formé afin d'accumuler des atomes métastables fermioniques dans le piège magnétique. Le piège magnéto-optique de ^{52}Cr est ensuite chargé à l'instant $t=0$. Les atomes fermioniques sont repompés à t_1 et un piège magnéto-optique de ^{53}Cr est superposé à celui de ^{52}Cr entre les instants t_1 et t_2 . Nous observons ensuite la décroissance du nombre d'atomes de ^{52}Cr total. La ligne en train plein est le résultat d'un ajustement incluant les collisions interisotopes comme décrit dans le texte.*

($w_{\text{H}52} = 110 \mu\text{m}$, $w_{\text{H}53} = 150 \mu\text{m}$, $w_{\text{V}52} = 110 \mu\text{m}$ et $w_{\text{V}53} = 140 \mu\text{m}$), et la petite distance qui les sépare (environ $60 \mu\text{m}$ dans la direction verticale) sont mesurés grâce à la caméra CCD avec une précision d'environ 7%. A partir de ces valeurs, l'évaluation numérique des intégrales de 6.1 est immédiate.

Pour les données de cette expérience, le nombre d'atomes de ^{52}Cr est assez petit pour que les collisions assistées par la lumière puissent être négligées. L'évolution du nombre d'atomes pour le piège magnéto-optique de ^{52}Cr s'écrit donc :

$$\frac{dN_{52}}{dt} = \Gamma - \frac{N_{52}}{\tau} - \beta_{52/53} \bar{n}_{53} N_{52} \quad (6.2)$$

où Γ est le taux de chargement du piège magnéto-optique de ^{52}Cr , τ le temps de dépompage vers les états métastables et le dernier terme est uniquement présent lorsque le piège magnéto-optique fermionique est présent (entre t_1 et t_2 sur la figure 6.20). La séquence de chargement du piège magnéto-optique de ^{52}Cr (partie entre 0

et t_1) a été ajustée pour déterminer Γ et τ . $\beta_{52/53}$ est alors ajusté pour reproduire la diminution d'atomes de ^{52}Cr quand le piège magnéto-optique de ^{53}Cr est supprimé à $t = t_2$. A partir de cette analyse similaire à celle réalisée pour le piège magnéto-optique de ^{39}K - ^{85}Rb dans la référence [97], nous estimons que le coefficient de pertes inélastiques par collisions assistées par la lumière entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr s'élève à $\beta_{52/53} = (1,8 \pm 0,45 \pm 0,65) \cdot 10^{-9} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des faisceaux lasers du piège magnéto-optique de ^{52}Cr désaccordé de 10 MHz et d'intensité totale $70 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et 12,5 MHz et $200 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour le piège magnéto-optique de ^{53}Cr . La ligne solide sur la figure 6.20 est le résultat de l'ajustement numérique.

Interprétation

$\beta_{52/53}$ est du même ordre de grandeur que le coefficient de pertes inélastiques mesuré dans un piège magnéto-optique de ^{52}Cr ou de ^{53}Cr . Cependant, comme le montre la référence [98] qui étudie les collisions dans un piège magnéto-optique mixte de Li-Cs, la physique des collisions assistées par la lumière dans le cas de mélange est différente de celle dans le cas d'un piège magnéto-optique d'une seule espèce. Quand deux atomes froids s'approchent l'un de l'autre, leur interaction conduit à la formation d'un état quasi-moléculaire. La partie à longue portée du potentiel moléculaire associée est dominée par l'interaction dipôle-dipôle.

Lorsque nous considérons des collisions avec un des partenaires noté A dans un état excité (état P) l'autre noté B dans l'état fondamental (état S), le potentiel moléculaire est différent selon que les deux partenaires appartiennent à la même espèce ou non. Dans le cas de molécules homonucléaires, la partie à longue portée du potentiel moléculaire excité asymptotiquement reliée à la limite de dissociation (S,P) est dominée par l'interaction dipôle-dipôle résonante, qui varie en $\frac{C_3}{R^3}$. Ce n'est plus le cas pour les molécules hétéronucléaires parce que l'interaction entre deux isotopes différents n'est pas résonante. Appliquée à notre cas particulier, cette assertion signifie que l'énergie du système $|^{52}\text{Cr}, ^7\text{S}_3\rangle;|^{53}\text{Cr}, ^7\text{P}_4\rangle$ n'est pas la même que celle de la quasi-molécule $|^{52}\text{Cr}, ^7\text{P}_4\rangle;|^{53}\text{Cr}, ^7\text{S}_3\rangle$. De ce fait, l'évaluation de l'interaction dipôle-dipôle qui permet d'estimer la courbe du potentiel asymptotique en fonction de la distance interatomique nécessite une théorie des perturbations du second ordre. Pour des molécules hétéronucléaires, le potentiel moléculaire excité est ainsi dominé par l'interaction de van der Waals qui varie en $\frac{C_6}{R^6}$. Dans un piège magnéto-optique composé de deux espèces différentes, les collisions interespèces assistées par la lumière ont typiquement lieu à des distances interatomiques plus courtes que les collisions intraespèces.

D'après la référence [98], l'expression de C_6 est donnée par l'équation 6.3 qui découle de la théorie des perturbations au second ordre.

$$C_6 \approx \frac{4d_A^2 d_B^2}{\hbar(\omega_A - \omega_B)} \quad (6.3)$$

avec $\omega_i = \frac{2\pi c}{\lambda_i}$ la fréquence de transition de l'espèce i et d_i moments électriques dipolaires de l'espèce i .

De ce fait, la nature de l'interaction dans le cas hétéronucléaire est déterminée par la différence d'énergie entre les transitions. Lorsque l'atome A qui est l'atome excité est celui dont la fréquence de résonance est la plus grande, le coefficient C_6 pour le potentiel moléculaire relié à la limite de dissociation de $(|A, P\rangle; |B, S\rangle)$ est positif. Les potentiels moléculaires associées sont répulsifs et ne devraient pas amener des pertes assistées par la lumière dans le piège magnéto-optique. A l'inverse, si l'atome A est celui dont la fréquence de résonance est la plus petite, le potentiel est attractif et peut amener des pertes. En appliquant ce raisonnement au chrome, nous interprétons les pertes liées aux collisions assistées par la lumière dans notre piège magnéto-optique mixte comme la conséquence d'un processus impliquant des potentiels moléculaires reliés à $|^{52}\text{Cr}, ^7\text{P}_4\rangle$ et $|^{53}\text{Cr}, ^7\text{S}_3\rangle$. Cependant, la situation est certainement plus complexe que ne le laisse penser ce modèle simplifié, notamment parce que les transitions $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ du ^{52}Cr et $|^7\text{S}_3, F = 7/2\rangle \rightarrow |^7\text{P}_4, F = 9/2\rangle$ du ^{53}Cr sont quasi-résonantes.

CHAPTER 7

Piégeage optique de l'atome de chrome

Un fort taux de collisions inélastiques (assistées par la lumière) limite la densité atteinte dans les pièges magnéto-optiques de chrome. Accumuler en continu des atomes de chrome métastables dans un piège magnétique quadripolaire permet de contourner cette difficulté. Les valeurs maximales obtenues de 2.10^7 atomes pour le ^{52}Cr et de 8.10^5 atomes pour le ^{53}Cr constituent un point de départ raisonnable pour espérer atteindre le régime de dégénérescence quantique.

Une démarche naturelle pour obtenir un mélange de gaz quantiques dégénérés de chrome consisterait alors à effectuer un refroidissement évaporatif du boson dans le piège magnétique, le fermion se thermalisant par refroidissement sympathique avec le boson. Mais, de même que pour l'atome de césium, les taux très élevés de collisions inélastiques de type dipolaire dans l'état fondamental empêchent d'obtenir un condensat de Bose-Einstein de l'isotope 52 du chrome dans un piège magnétique comme l'a montré l'équipe de Pfau dans la référence [74].

Une manière de supprimer ces collisions inélastiques attribuées pour le chrome à un fort taux de relaxation dipolaire repose sur le piégeage optique des atomes associé à une polarisation en spin. Les pièges optiques très désaccordés permettent en effet de piéger tous les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome et en particulier l'état de plus basse énergie (état $m_J=-3$) qui ne peut pas être piégé dans un piège magnétique. Les collisions inélastiques à deux corps dans cet état sont énergétiquement interdites dès lors que la température est suffisamment basse ou le champ magnétique suffisamment élevé. Cette solution qui a déjà permis la condensation du ^{52}Cr est celle que nous avons retenue. Le choix du laser ainsi que la mise en place de ce piège optique seront ainsi décrits dans un premier temps.

La faible profondeur et le petit volume des pièges optiques rend leur chargement à partir de pièges étendus délicat. Plusieurs voies originales ont ainsi été explorées pour accumuler les atomes bosoniques métastables dans un piège optique à partir d'un piège magnétique quadripolaire. Des études sur l'accumulation et la thermalisation d'atomes métastables dans un piège magnétique en présence d'un champ radiofréquence ont ainsi été réalisées et seront exposées dans la thèse de Radu Chicireanu. Une autre méthode consiste à accumuler les atomes métastables dans un piège mixte combinant piégeage magnétique quadripolaire et piégeage optique directement à partir d'un piège magnéto-optique. Cette technique a permis l'obtention du premier piège optique d'atomes métastables. Le piégeage de $1.2.10^6$ atomes dans l'état métastable 5D_4 à une température de $120 \mu\text{K}$ avec une densité au centre de $10^{11} \text{ atomes.cm}^{-3}$ est ainsi mis en évidence dans

ce chapitre. Nous étudions aussi des expériences d'excitation quadripolaire de ce piège réalisées pour déterminer les déplacements lumineux des niveaux 7S_3 et 5D_4 .

Enfin, nous analysons les techniques que nous projetons de mettre en oeuvre pour condenser l'isotope 52 du chrome. La nécessité d'un dispositif de polarisation des atomes ainsi que la méthode de refroidissement évaporatif sont étudiées.

7.1 Choix du laser de piégeage optique

7.1.1 Principe de fonctionnement des pièges optiques

Le modèle qualitatif étudié au chapitre 1 est précisé dans ce paragraphe afin de déterminer les critères intervenant dans le choix d'un laser pour créer un piège optique. Un piège optique repose sur l'interaction du dipôle induit avec le champ lumineux qui le crée. La force de piégeage optique correspond ainsi à la composante réactive de l'interaction entre l'atome et la lumière et s'écrit $F_{\text{optique}}(\vec{r}) = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s(\vec{r})}{1+s(\vec{r})}$ où δ est le désaccord et s le paramètre de saturation défini par $s = \frac{\frac{I}{I_s}}{1 + 4\frac{\delta^2}{\gamma^2}}$.

Elle est dirigée vers les intensités lumineuses si $\delta < 0$ (faisceau laser désaccordé « vers le rouge ») et vers les basses intensités si $\delta > 0$ (faisceau laser désaccordé « vers le bleu »).

Elle dérive du potentiel optique U_{optique} qui vaut $U_{\text{optique}}(\vec{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(\vec{r}))$.

Lorsque le désaccord est grand devant la largeur naturelle de l'état excité ($|\delta| \gg \Gamma$) et que la transition est peu saturée ($s \ll 1$), le potentiel optique se simplifie et peut être mis sous la forme :

$$U_{\text{optique}}(\vec{r}) = \frac{I(\vec{r})}{2I_{\text{sat}}} \frac{\Gamma}{4\delta} \hbar\Gamma \quad (7.1)$$

$U_{\text{optique}}(\vec{r})$ s'identifie au déplacement lumineux du niveau.

De ce fait, dans le régime de faible saturation, $U_{\text{optique}}(\vec{r}) \propto \frac{I}{\delta}$, tandis que le taux d'émission spontanée vaut $\Gamma_{\text{spontané}} \approx \frac{\Gamma_s}{2} \propto \frac{I}{\delta^2}$. La situation la plus favorable pour réaliser un piège optique confinant à faible taux de chauffage consiste donc à se placer à un grand désaccord et à une forte intensité laser pour réaliser un piège à faible taux de chauffage.

Pour notre expérience, nous avons choisi d'utiliser un laser fonctionnant en continu et capable de délivrer 50 W à la longueur d'onde de 1,070 μm . La stabilité de pointé et en puissance du laser constituent deux autres spécifications à analyser. Des bruits en intensité ou en position du laser provoquent en effet un chauffage du piège optique.

7.1.2 Choix d'un laser fibré 50W

En 2005, lors de l'achat du laser de piégeage, seules deux sociétés garantissaient la production de 50 W ou plus en continu dans le proche infrarouge : les entreprises ELS (Electronic Laser System) et IPG.

Dans la gamme de laser Versadisk commercialisée par la société ELS, un laser Yb :Yag peut produire 100 W de puissance laser à une longueur d'onde de 1030 nm. Les performances annoncées par ELS pour le Versadisk sont : une largeur spectrale inférieure à 5 MHz, une stabilité de pointé de 1,1 μ rad sur 30 minutes et un bruit relatif d'intensité¹ de 150 dB.Hz⁻¹. Les lasers Versadisk étant relativement onéreux, cette solution technologique n'a pas été retenue.

Notre choix s'est porté sur un laser fibré Yb, modèle YLR-50-LP de la marque IPG. Il peut délivrer 50 W en continu à 1075 nm. Le faisceau gaussien qu'il produit est monomode transversal (TEM₀₀) et non monomode longitudinal. La largeur de l'émission vaut $\Delta\lambda = 5$ nm ce qui correspond à une longueur de cohérence de $\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = 230 \mu\text{m}$. En sortie de fibre, le diamètre à 1/e² du faisceau vaut 2,2 mm.

7.2 Réalisation d'un piège optique

7.2.1 Chargement d'un piège optique

Le laser fibré est utilisé pour réaliser un piège optique croisé. Celui-ci doit pouvoir piéger jusqu'à quelques millions d'atomes pour que le refroidissement évaporatif permette d'atteindre le seuil de condensation pour le ⁵²Cr. Le volume réduit et la faible profondeur d'un piège optique font que cette condition de chargement s'avère difficile à obtenir à partir d'un piège magnétique ou d'un piège magnéto-optique.

Cela nous a conduit à développer de nouvelles méthodes de chargement d'un piège optique à un seul bras. La technique que nous allons étudier consiste à superposer un piège magnéto-optique de l'isotope bosonique avec un piège optique. Les atomes métastables s'accumulent alors dans un piège à la fois magnétique et optique dont le potentiel est tracé sur la figure 7.1. En éteignant les bobines du piège quadripolaire, ces atomes restent piégés dans un piège optique.

Avant de caractériser le piège obtenu, nous allons analyser le dispositif optique utilisé pour préparer deux faisceaux lasers TEM₀₀ et pour les focaliser au centre de la chambre expérimentale.

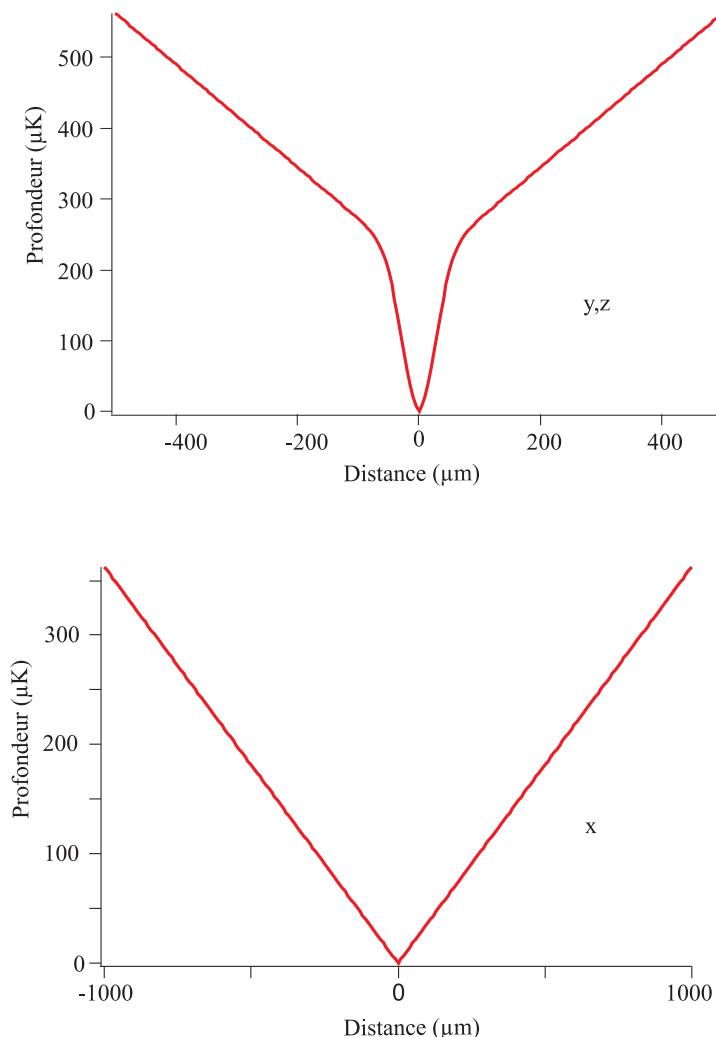


FIG. 7.1 – Potentiel de piégeage des atomes ; z correspond à l'axe vertical.

7.2.2 Le dispositif optique

La figure 7.2a illustre le système qui permet d'obtenir les deux bras du piège optique. Le faisceau infrarouge passe ainsi par un isolateur optique afin de protéger le laser de retours parasites. Un télescope a ensuite été choisi expérimentalement pour ajuster la taille du faisceau à celle du modulateur acousto-optique et ainsi optimiser le rendement de celui-ci. Avec le modulateur de l'acousto-optique de la marque A&A (voir 7.4.2) actuellement utilisé, le rendement s'élève à 77 %. Le modulateur acousto-optique sera ici employé comme obturateur rapide et pour réaliser le refroidissement évaporatif selon la procédure décrite au paragraphe 7.4.2. Le faisceau passe enfin dans un télescope qui

¹le bruit relatif d'intensité est défini comme le rapport entre les fluctuations moyennes de la densité spectrale d'intensité au carré et la puissance optique moyenne au carré

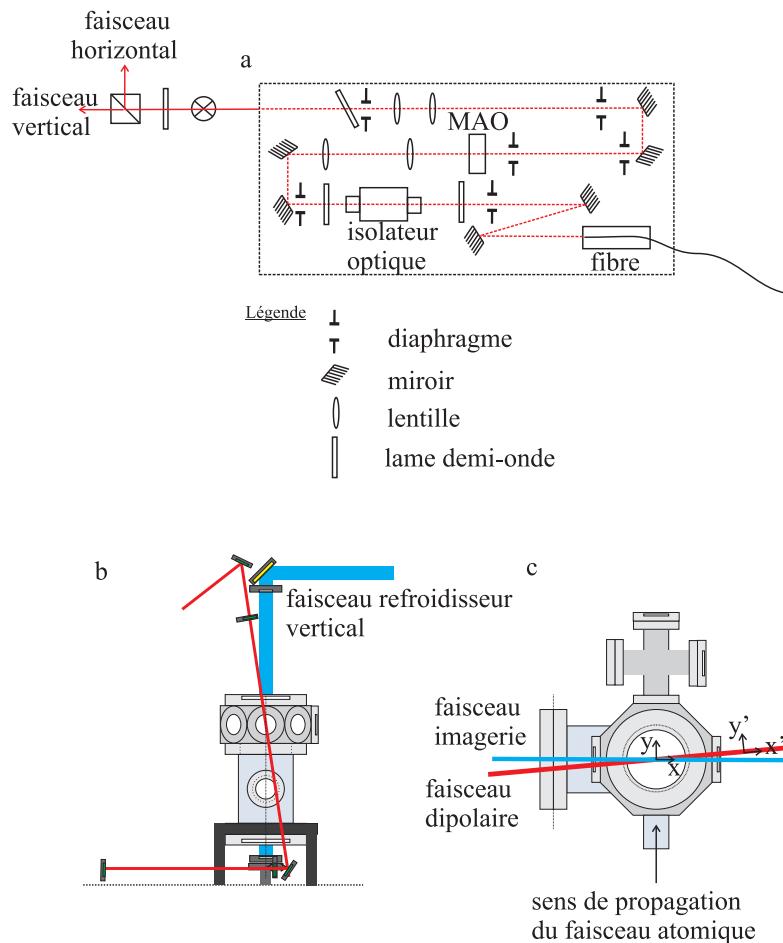


FIG. 7.2 – La figure a illustre le système de mise en forme et de séparation des faisceaux. Les figures b et c montrent que les faisceaux verticaux (cas b) et horizontaux (cas c) sont couplés avec un angle par rapport aux autres faisceaux.

permet d'adapter sa taille. L'ensemble de ces optiques est placé dans une boîte en plexiglas réalisée par l'atelier de mécanique pour améliorer la stabilité. Pour 50 W délivrés par la fibre, 35 W sont disponibles à la sortie de cette protection.

Les faisceaux des bras horizontaux et verticaux sont ensuite séparés à l'aide d'un cube polariseur devant lequel est placée une lame $\frac{\lambda}{2}$. L'orientation de celle-ci est commandée au moyen d'une monture tournante par le programme Labview qui contrôle l'expérience. Il est ainsi possible de changer la répartition de puissance entre les deux bras durant une séquence expérimentale. Un tel dispositif est cependant moins flexible qu'une configuration où deux modulateurs acousto-optiques pilotent indépendamment les puissances de l'horizontal et du vertical.

Le faisceau laser est focalisé à la position du piège magnéto-optique en utilisant une

lentille plan-convexe de focale 200 mm. Une petite partie de la lumière infrarouge est transmise par un miroir diélectrique puis envoyée dans une lentille de même caractéristique et observée sur une caméra. Ainsi, nous pouvons analyser un faisceau similaire à celui qui est envoyé aux atomes. Nous avons ainsi trouvé que le waist du faisceau vaut $(55 \pm 5) \mu\text{m}$. La distance de Rayleigh associée est de $(5,5 \pm 0,5) \text{ mm}$. Le facteur M^2 déduit de nos mesures vaut 1,6.

Les figures 7.2b et 7.2c illustrent l'angle des faisceaux par rapport à la cellule expérimentale. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu'au faisceau horizontal. Ce faisceau infrarouge fait un angle d'environ 7° avec la direction du faisceau de l'imagerie.

7.3 Piégeage des atomes de chrome

7.3.1 Accumulation des atomes dans un piège optique

Procédure d'alignement

Comment aligner expérimentalement le faisceau dipolaire horizontal avec le piège magnéto-optique ? Le faisceau d'imagerie par absorption est utilisé et aligné sur le faisceau infrarouge. C'est l'étape la plus critique. Puis ce faisceau bleu est aligné sur le piège magnéto-optique selon le montage de la figure 7.3.

En jouant sur les miroirs M_1 et M_2 , nous maximisons les pertes dans le piège magnéto-optique dues à ce faisceau. Quand nous réalisons un piège optique, nous obtenons un signal que nous pouvons optimiser. Cette procédure permet de retrouver rapidement un signal de piégeage optique. De plus, elle peut aussi s'appliquer de manière analogue pour l'alignement du faisceau infrarouge vertical.

Caractérisation du piège

Pour caractériser le piège optique, nous cherchons à obtenir le nombre d'atomes piégés ainsi que la densité centrale de ce piège. Les images prises par le système d'absorption, comme celle de la figure 7.4, donnent la densité optique du nuage atomique dans le plan de la caméra. z est l'axe vertical. L'angle α entre l'axe x et l'axe fort de confinement x' du piège optique est le même que celui entre le faisceau image y et l'axe faible y' . Deux bases (x,y,z) et (x',y',z) interviennent donc ici, l'une pour décrire les images et l'autre le piège optique comme le montre la figure 7.2c.

Le nombre d'atomes s'obtient de la manière décrite dans le paragraphe 5.3.1 par intégration de la densité optique. En pratique, pour évaluer l'intégrale 5.11, nous effectuons d'abord une intégration le long de l'axe x de la densité optique grâce au logiciel IGOR. La fonction alors obtenue peut être ajustée par une fonction gaussienne. La valeur de l'intégrale correspond alors au produit de l'amplitude de la fonction gaussienne par la largeur à $1/e^2$ de celle-ci à un facteur numérique près.

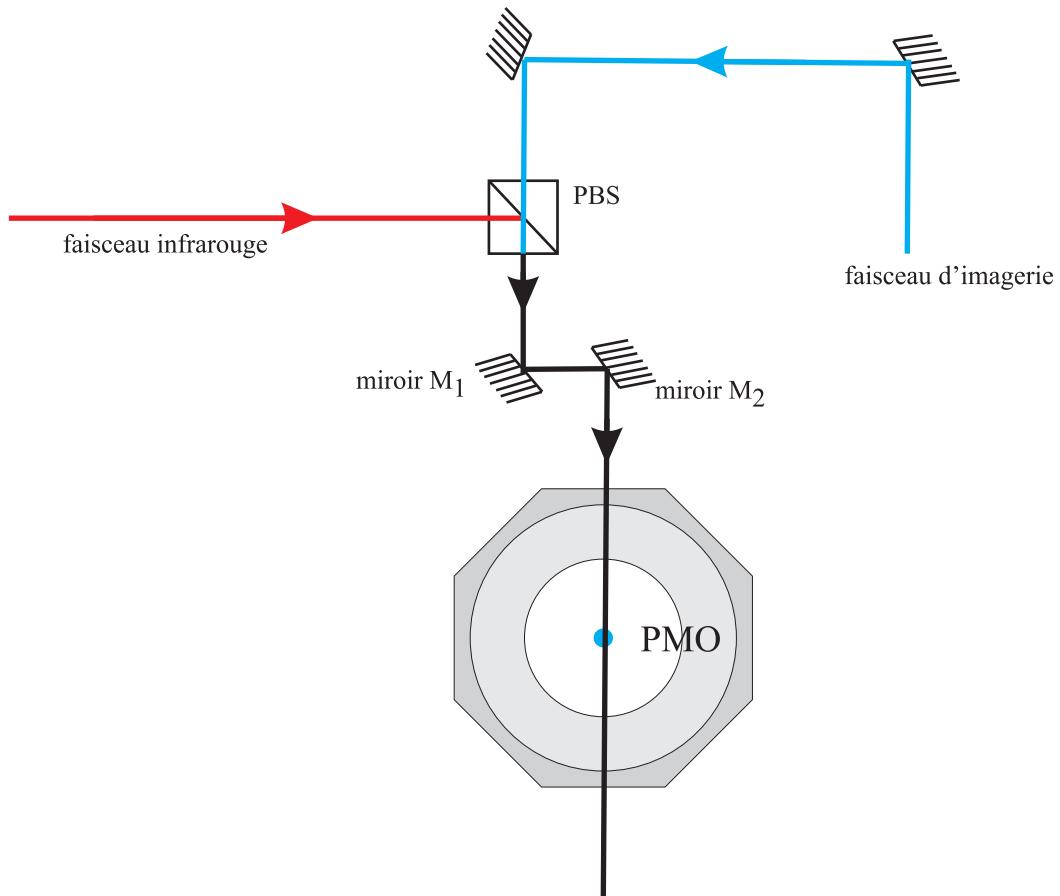


FIG. 7.3 – Alignement du bras horizontal du piège optique.

Des informations sur la distribution atomique du nuage sont nécessaires pour déduire la valeur de la densité centrale n_0 à partir des mesures de densité optique. Le piège optique a une symétrie de révolution cylindrique autour de son axe faible et la dépendance en densité le long de l'axe z est découpée de celles sur les axes x et y : $n(x,y,z)=n(z)f(x,y)$. Une coupe de la densité atomique selon l'axe z donne la forme de $n(z)$ (ou de $n(x')$) : c'est une fonction gaussienne de rayon à $1/e^2$ $\omega_T=50 \mu\text{m}$. De plus, si la largeur $\Delta y'$ de la densité le long de l'axe faible y' est plus large que ω_T , nous avons près du centre :

$$n(x', y', z) = n_0 e^{-\frac{2x'^2}{\omega_T^2}} e^{-\frac{2y'^2}{\omega_T^2}} \quad (7.2)$$

Comme $x' = x \cos \alpha + y \sin \alpha$, nous obtenons :

$$n(x=0, y, z=0) = n_0 e^{-\frac{2 \sin^2(\alpha) y^2}{\omega_T^2}} \quad (7.3)$$

L'intégration de l'équation 7.3 donne alors un lien entre D_{\max} la valeur maximale



FIG. 7.4 – *Densité optique mesurée après 400 ms d'accumulation. L'expansion libre le long de l'axe x est due au temps nécessaire pour éteindre les champs magnétiques après coupure du gradient du piège magnéto-optique.*

de la densité optique et n_0 :

$$n_0 = \frac{D_{\max} \sin \alpha}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \omega_T} \quad (7.4)$$

où σ a été définie dans le paragraphe 5.3.1 par $\sigma = \frac{C^2 \lambda^2}{2\pi \left(1 + \left(\frac{4\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)}$.

Cette équation est valable tant que le déplacement selon y' dû au faisceau d'imagerie est faible comparé à $\Delta y'$. Cette condition s'écrit $\frac{\omega_T}{\tan \alpha} \ll \Delta y'$. De plus, comme la largeur Δx de la densité optique le long de l'axe x est donnée par $\Delta x = \Delta y' \sin \alpha$, la condition $\Delta x \gg \omega_T$ est finalement obtenue. Nous mesurons expérimentalement $\Delta x = 800 \mu\text{m}$ ce qui valide la relation 7.4.

Le chargement est rapide comme le montre la figure 7.5. Pour piéger plus d'atomes, nous avons rétroréfléchi le faisceau laser infrarouge, de telle sorte qu'une puissance de 70 W est envoyée aux atomes. La séquence expérimentale est celle de la figure 7.5. Les faisceaux du ralentisseur Zeeman, du piège magnéto-optique et du faisceau infrarouge sont présents pour une durée donnée t . A cause des courants de Foucault, le gradient du champ magnétique prend 20 ms pour être éteint, de sorte que nous devons attendre 20 ms après t pour prendre une image du piège optique. Pendant ce temps, le piège s'étend le long de l'axe x. Un temps de chargement très rapide de 100 ms est obtenu. A partir de l'image à $t = 400$ ms, nous déduisons les caractéristiques suivantes à l'état stationnaire : un nombre total d'atomes de $1,2 \cdot 10^6$, une densité au centre de 10^{11} cm^{-3} , un rayon radial ω_t de $50 \mu\text{m}$ (proche de la valeur du waist du faisceau infrarouge). La largeur longitudinale $\Delta y'$ vaut environ 6 mm et a déjà atteint sa valeur stationnaire au bout de 20 ms.

Enfin, la température du piège optique a été mesurée par temps de vol. L'analyse de l'expansion libre le long de l'axe vertical z donne une température de $(120 \pm 10) \mu\text{K}$.

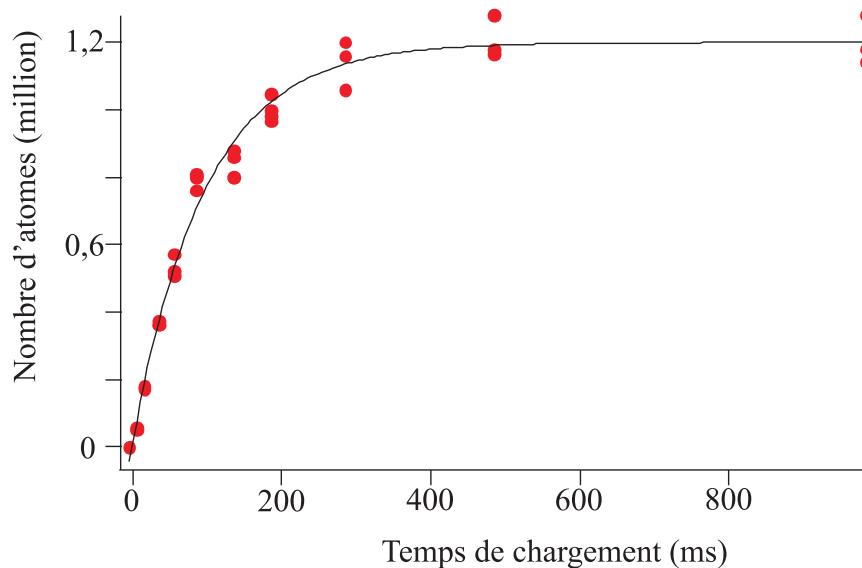


FIG. 7.5 – Temps de chargement du piège optique avec le bras horizontal seul.

7.3.2 Spectres d'excitation paramétrique

Pour cette série d'expériences, le faisceau infrarouge n'est pas rétroréfléchi afin que le piège soit aussi gaussien que possible.

En 2001, la mesure de la profondeur d'un piège optique a été réalisée par l'équipe d'Hänsch en modulant l'intensité du laser de piégeage optique [99]. Selon la fréquence de modulation notée f_m , les atomes sont plus ou moins excités ce qui les expulse du piège optique. Le spectre d'excitation correspond au nombre d'atomes qui restent piégés après une durée de modulation donnée, en fonction de la fréquence f_m . Les caractéristiques de ce spectre reflètent la forme du piège.

Nous avons utilisé le modulateur acousto-optique qui contrôle la puissance du laser infrarouge envoyé aux atomes pour moduler la profondeur du piège optique. La puissance de radiofréquence envoyée au modulateur acousto-optique est mise à 80% de sa valeur maximale et modulée à quelques kHz, avec une amplitude de 10%. Pour obtenir le spectre d'excitation de l'état 5D_4 , nous chargeons le piège optique et modulons l'intensité du faisceau infrarouge pendant 40 ms. Après avoir repompé les atomes, nous mesurons le nombre d'atomes en fonction de f_m . Pour vérifier nos procédures de mesure par comparaison avec la théorie, nous avons aussi mesuré le spectre d'excitation de l'état fondamental 7S_3 , en repompant les atomes d'abord puis en modulant la profondeur du piège ensuite. Les résultats sont montrés sur la figure 7.6 pour chacun des deux états. Les spectres sont très différents de ceux qui seraient obtenus avec un piège harmonique. De ce fait, Bruno Laburthe et Radu Chicireanu réalisent actuellement des simulations numériques d'un potentiel gaussien à 3D soumis à une excitation quadripolaire. Cela permettra par ajustement de déduire des fréquences de résonance observées les déplacements lumineux associés.

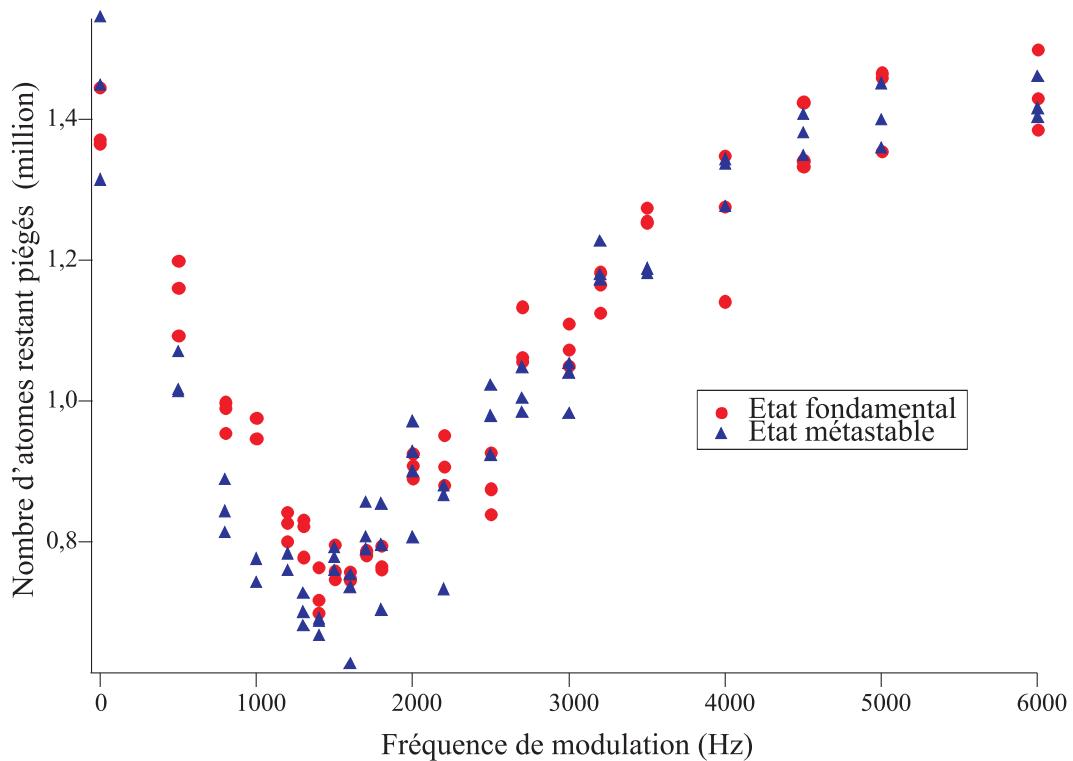


FIG. 7.6 – Spectre d'excitation quadripolaire des atomes dans les états 7S_3 et 5D_4 . L'axe vertical correspond au nombre d'atome restant dans le piège optique après une modulation de 40 ms. L'axe horizontal donne la fréquence de modulation f_m .

7.4 Les prochaines étapes vers la condensation

7.4.1 Piégeage dans un piège optique croisé

Le faisceau vertical sera ajouté au piège précédemment obtenu. La répartition de puissance entre les deux bras et la rapidité de passage du piège simple au piège croisé constituent deux exemples de paramètres à étudier avec soin pour optimiser le chargement et obtenir une zone de croisement des deux faisceaux contenant le plus d'atomes possible. La situation de piégeage ainsi obtenue doit être choisi pour parvenir à un point favorable pour commencer le refroidissement évaporatif. Cela impose d'obtenir un piège dont le paramètre η défini par $\eta = \frac{U}{k_B T}$ (U est la profondeur du piège optique et T la température des atomes) doit être de l'ordre de 6.

7.4.2 Vers la polarisation des atomes

Lorsque les atomes sont dans une répartition statistique de sous-niveaux Zeeman comme par exemple dans le piège magnéto-optique ou le piège optique, il est possible en

utilisant un procédé de pompage optique de polariser les atomes dans un sous-niveau Zeeman donné. Polariser les atomes impose de fixer un axe de quantification. Ceci est réalisé en appliquant un champ magnétique qui rompt la symétrie sphérique du système. Nous n'aborderons pas ce point dans ce paragraphe mais nous concentrerons sur la source laser utilisée.

Si, pour le fermion, la structure hyperfine fournit un état noir sur la transition utilisée pour le refroidissement, ce n'est pas le cas pour le boson. Il s'agit d'une transition $J \rightarrow J + 1$ et les atomes dans l'état final continuent d'absorber des photons ce qui provoque un chauffage du nuage. Une transition $J \rightarrow J$ est nécessaire. Malheureusement, la longueur d'onde de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ vaut 425,55 nm tandis que celle de la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ vaut 427,6 nm. Il n'est donc pas possible de prélever une partie du faisceau refroidisseur et d'utiliser un modulateur acousto-optique pour compenser le décalage entre ces deux fréquences. Il faut une deuxième chaîne bleue indépendante.

7.4.3 Comment réaliser le refroidissement évaporatif?

Par diminution de la puissance délivrée par le laser

La solution expérimentale la plus simple pour réaliser le refroidissement évaporatif consisterait à diminuer la puissance laser en diminuant le courant du laser fibré. Nous avons mené une série d'étude pour vérifier si cela était envisageable. En maintenant la puissance de radiofréquence appliquée au modulateur acousto-optique constante, nous avons observé que le waist dans chaque direction augmente avec la puissance du faisceau laser. De plus, le faisceau se déplace de $7 \mu\text{m}$ selon la direction x et de $10 \mu\text{m}$ selon la direction y. Cette dépendance de la taille du waist ainsi que de sa position empêche d'imaginer un refroidissement évaporatif par cette méthode. De plus, à basse intensité, les lasers de puissance présentent un bruit en intensité gênant pour la mise en oeuvre de cette technique.

Par diminution de la puissance radiofréquence dans le modulateur acousto-optique

L'autre idée consiste à diminuer progressivement la puissance de radiofréquence dans le modulateur acousto-optique. Pour vérifier que cette idée pouvait être mise en place, nous avons mené une étude sur les effets thermiques dans le modulateur acousto-optique de l'expérience. Cette étude a été permise par l'observation du faisceau transmis par le miroir diélectrique comme expliqué précédemment dans le paragraphe 7.2.2. Des effets thermiques sont attendus parce que le cristal est soumis à une intensité très importante valant 10^4 W.cm^{-2} si on suppose que les 50 W de puissance laser sont focalisés sur $300 \mu\text{m}$.

Nous avons d'abord étudié les performances d'un premier modulateur acousto-

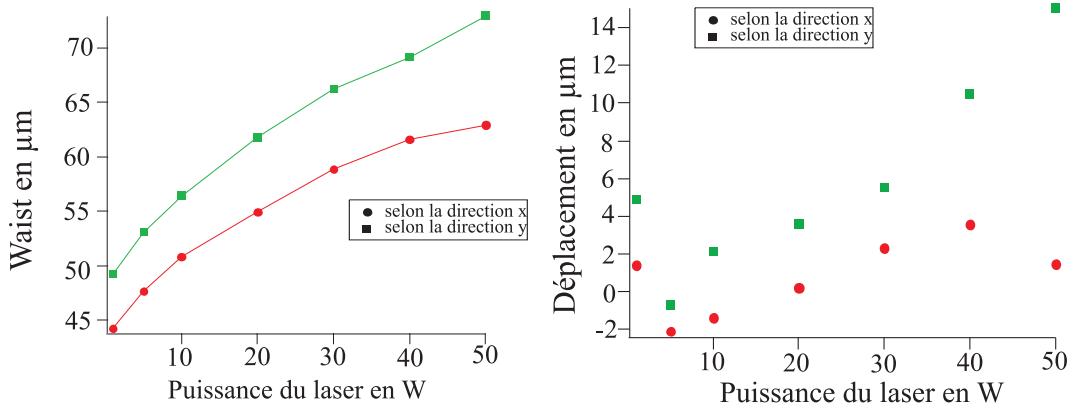


FIG. 7.7 – *Observation de l'augmentation de la taille et du déplacement du waist du faisceau infrarouge en fonction de la puissance du laser*

optique² noté MAO 1 dans la suite de la marque Gooch and Housego. Comme le montre la figure 7.8, en se plaçant à 50 W, nous allumons la radiofréquence du modulateur acousto-optique à un instant donné et nous prenons une photo pour différents instants. Nous constatons que le faisceau met 5 s à se stabiliser et qu'il se déplace de 25 μm dans les deux directions. Cette translation du faisceau diffracté n'est pas acceptable.

Nous avons donc remplacé le MAO 1 par un nouveau modulateur acousto-optique³, noté MAO 2, fonctionnant pour la même radiofréquence. Les performances de celui-ci sont bien meilleures et rendent possible la mise en place d'un refroidissement évaporatif. Nous l'avons vérifié en menant la même expérience que précédemment et en étudiant le déplacement en fonction de la puissance de radiofréquence appliquée (expérience c).

La procédure de refroidissement évaporatif sera donc menée en diminuant la puissance de la radiofréquence appliquée au MAO 2 à l'aide d'une rampe adaptée. La recherche de cette rampe constituera la dernière étape avant l'obtention de la condensation de Bose-Einstein.

²référence QS080-2G-5N3 fonctionnant à 80 MHz

³MTS 80-A3-1064 Ac de la société A&A

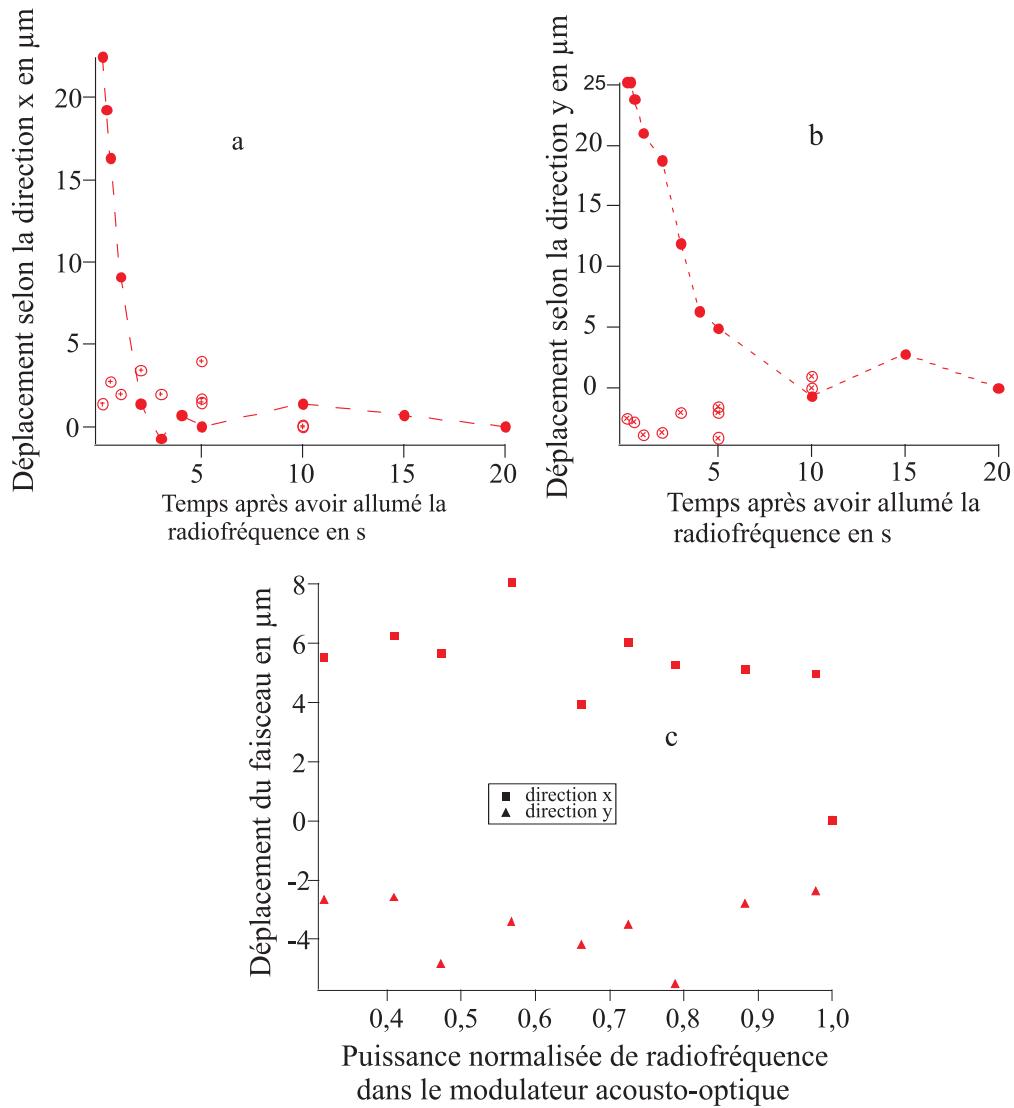


FIG. 7.8 – *Déplacement du faisceau infrarouge dû au modulateur acousto-optique. Les expériences a et b illustrent ce déplacement dans les deux directions de l'espace après avoir allumé la radiofréquence à $t=0$. Les cercles pleins et ceux avec une croix à l'intérieur représentent respectivement les points expérimentaux du modulateur acousto-optique 1 les autres ceux du 2. L'étude du graphe c est une analyse complémentaire menée avec le MAO 2 pour vérifier que le faisceau se déplace peu quand la puissance de radiofréquence est diminuée.*

Conclusion et perspectives

Cette thèse expérimentale s'inscrit dans le cadre d'un projet à long terme visant à obtenir un mélange de gaz quantiques dipolaires de l'atome chrome. L'étude de plusieurs types de piégeage pour les deux isotopes majoritaires de l'atome de chrome est ainsi exposée dans ce manuscrit.

La mise au point du dispositif expérimental de piégeage des isotopes majoritaires du chrome a été décrite. Les difficultés liées à l'utilisation de cet atome peu répandu dans la communauté des atomes froids ainsi que les moyens mis en oeuvre par notre équipe pour les surmonter ont été soulignés. Ainsi, nous avons vu que la réalisation d'une source atomique de chrome suppose de réaliser un four fonctionnant à une température de 1500 °C. Un choix judicieux de combinaison de matériaux (creuset en tungstène et insert en zircone) permet d'éviter toutes les réactions physico-chimiques susceptibles d'endommager le four. L'autre particularité liée au chrome est l'emploi de lumière laser à 425,5 nm ce qui nécessite de doubler en fréquence un laser titane-saphir. L'ensemble des asservissements qui permettent de disposer d'un faisceau laser bleu non modulé dont le bruit en fréquence est de $\frac{\Gamma}{5}$ a été aussi étudié.

Différentes expériences de piégeage magnétique et magnéto-optique de l'isotope ^{52}Cr et de l'isotope ^{53}Cr ont été réalisées. L'étude systématique d'un piége magnéto-optique de ^{53}Cr est une analyse nouvelle qui n'avait jamais été menée jusqu'à présent. Elle a permis de mettre en évidence une particularité des pièges magnéto-optiques de chrome. Le nombre d'atomes (4.10^6 atomes pour le ^{52}Cr et 5.10^5 atomes pour le ^{53}Cr) et la densité de ces pièges sont en effet limités par des taux de collisions à deux corps de l'ordre de $5.10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ comparables pour l'espèce fermionique et bosonique. L'interprétation de ces taux plus forts que ceux mesurés dans les pièges magnéto-optiques d'alcalins n'est pas encore bien comprise. Ils révèlent l'existence d'un mécanisme à longue portée inconnu dans les pièges magnéto-optiques de chrome. L'étude du piége magnéto-optique de ^{53}Cr a aussi permis d'enrichir la spectroscopie de celui-ci. Nous avons ainsi mesuré le déplacement isotopique entre le ^{52}Cr et le ^{53}Cr : il vaut (16 ± 1) MHz. La probabilité de transition de l'état $^7\text{P}_4$ vers les états métastables $^5\text{D}_3$ et $^5\text{D}_4$ a été estimée à 280 s^{-1} (avec une incertitude de 33% principalement due à des erreurs statistiques). Ce taux significativement plus grand que celui du boson n'était pas connu.

L'obtention et l'étude du premier piége magnéto-optique mixte de ^{52}Cr - ^{53}Cr nous a permis d'étudier les collisions entre ces deux isotopes. La mesure d'un taux de collisions $\beta_{52/53}$ de l'ordre de $2.10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ est un premier pas vers l'obtention d'un mélange de gaz quantique dégénéré. De plus, nous avons mis en évidence qu'une stratégie pour obtenir de grands nombres d'atomes fermioniques et bosoniques consiste à accumuler dans les états métastables avant de repomper les deux isotopes dans l'état électronique fondamental.

L'exploitation de la structure électronique en Λ du chrome permet en effet d'accumuler en continu jusqu'à 8.10^5 atomes de ^{53}Cr et 2.10^7 atomes de ^{52}Cr dans des états métastables piégés magnétiquement. De tels pièges sont cependant limités par les taux de collisions inélastiques entre atomes dans les états excités et atomes dans les états

métastables et entre atomes dans les états métastables. Comme, de plus, la relaxation dipolaire empêche d'atteindre le régime quantique dans un piège magnétique, les procédures traditionnelles avec refroidissement évaporatif dans un piège magnétique ne peuvent pas s'appliquer à l'atome de chrome. Nous avons donc exploré des voies originales de piégeage concernant pour l'instant uniquement l'atome bosonique mais qui peuvent être étendues au fermion. Nous avons ainsi cherché des procédures pour charger un piège optique à partir d'un piège magnétique quadripolaire.

Notre première idée non détaillée dans ce manuscrit était de refroidir le nuage à l'aide de radiofréquence. Des études ont ainsi porté sur l'accumulation et la thermalisation d'atomes métastables dans un piège magnétique en présence d'un champ radiofréquence [2]. Cette méthode ne fonctionne pas à cause d'un taux de pertes par transition de Majorana trop grand. Ces analyses ont aussi permis de déterminer que le taux $\frac{\Gamma_{\text{élastique}}}{\Gamma_{\text{inélastique}}} \approx 5$ est trop faible pour espérer former un condensat de Bose-Einstein de ^{52}Cr métastable avec ce type de piégeage.

Nous avons ainsi étudié l'accumulation en continu d'atomes métastables dans un piège mixte piège magnétique quadripolaire-piège optique. Nous obtenons ainsi $1,2 \cdot 10^6$ atomes dans l'état métastable $^5\text{D}_4$ piégés dans un faisceau gaussien de puissance 35 W rétroréfléchi et chargés en seulement 400 ms. C'est un point de départ encourageant pour des expériences de refroidissement évaporatif menant à la condensation de l'isotope 52 du chrome.

Les prochaines expériences menées doivent permettre d'ajouter un faisceau vertical rétroréfléchi au dispositif précédent afin d'obtenir une zone de croisement des deux faisceaux qui contienne le plus d'atomes possible. La taille des faisceaux infrarouge utilisés (qui déterminent la fréquence du piège) ainsi que la meilleure méthode pour basculer du piège horizontal au piège croisé doivent notamment être étudiées avec soin. L'étape suivante consiste à polariser cet échantillon dans l'état minimal en énergie pour augmenter le temps de vie des atomes piégés. Les paramètres choisis doivent aussi permettre d'obtenir le meilleur point de départ pour réaliser le refroidissement évaporatif ce qui implique que le facteur $\eta = \frac{U}{k_B T}$ vaille environ 6.

Nous comptons réaliser le refroidissement évaporatif en diminuant progressivement la puissance radiofréquence envoyée au modulateur acousto-optique du laser de piégeage pour réduire peu à peu la profondeur du piège. Trouver les meilleurs paramètres notamment la répartition de puissance entre les faisceaux lasers, le temps de décroissance de la puissance de piégeage constituera une étape cruciale pour la réalisation du condensat de Bose-Einstein.

L'obtention du régime quantique pour l'isotope fermionique sera encore plus délicate. Bien que les techniques de piégeages optiques puissent aussi s'appliquer au fermion, l'abondance naturelle est plus faible ce qui impliquera peut-être que nous aurons moins d'atomes piégés qu'avec le boson. De plus, il n'est pas certain qu'une technique

de refroidissement sympathique permette d'atteindre le régime quantique. De multiples questions se posent ainsi sur le comportement du fermion.

La démonstration expérimentale de ces régimes quantiques obtenue, de multiples perspectives seront alors possibles.

D'un point de vue pratique, nous pourrons étudier les limites de résolution qui peuvent être atteintes par nanodéposition des atomes d'un condensat de Bose-Einstein de chrome (onde cohérente de matière). La problématique centrale de cette recherche est de répondre à la question : est-il possible de bénéficier de la petite longueur d'onde associée aux atomes ? Si nos études s'avéraient positives, cette méthode représenterait une alternative intéressante aux procédés de lithographie utilisés actuellement dans l'industrie.

D'un point de vue fondamental, l'étude du comportement de ces gaz quantiques dans des réseaux est déjà prévue en utilisant une partie de la lumière à 532 nm du laser Verdi. Les expériences envisageables avec ce type de système sont multiples comme le montre la référence [100]. Certaines exploitent l'interaction dipolaire des atomes de chrome. Par exemple, du fait des interactions répulsives, nous devrions observer une réduction du taux de recombinaison à trois corps en chargeant les atomes bosoniques dans un réseau optique à deux dimensions. Cette idée est développée en collaboration avec Paolo Pedri. Dans un réseau unidimensionnel, les interactions attractives pourraient conduire à la formation de solitons. Il serait aussi intéressant de placer des gaz quantiques dégénérés dans des réseaux de forme arbitraire et ajustable : triangulaire, dissymétrique, réseaux avec défauts pour observer de nouvelles phases quantiques (voir référence [101])

Enfin, nous pouvons remarquer que même sans atteindre le régime dégénéré, les propriétés du chrome sont si riches qu'elles permettent d'imaginer des expériences originales. Ainsi, nous pourrions envisager des expériences de mise en évidence de thermalisation d'un gaz thermique fermionique de ^{53}Cr polarisés. Bien que le principe de Pauli empêche l'interaction entre deux fermions en onde s, l'interaction dipolaire est à longue portée ce qui doit permettre d'observer une thermalisation du gaz.

Annexes

ANNEXE A

Données sur l'atome de chrome

Structure électronique de l'atome de chrome

Le chrome est un élément de transition découvert par le physicien français Vauquelin en 1797 qui appartient au groupe IV B du tableau de Mendeleïev. Le chrome présente une structure atomique riche exploitable pour les expériences de refroidissement par laser. La figure 2.1 montre les niveaux d'énergie intervenant dans le refroidissement et le piégeage des atomes de ^{52}Cr et de ^{53}Cr .

Il existe une transition électronique fermée entre le niveau fondamental $^7\text{S}_3$ et le niveau excité $^7\text{P}_4$ qui correspond à une longueur d'onde de 425,55 nm. Le tableau A.1 résume les caractéristiques de cette transition dipolaire de type $J \rightarrow J + 1$. Les données sont extraites des références [102][103][104].

Grandeur	Expressions	Valeurs
Longueur d'onde dans le vide	λ	$455,554 \text{ nm}$
Energie de la transition	$\hbar w$	$2,62 \text{ eV}$
Largeur naturelle du niveau $^7\text{P}_4$	$\Gamma = \frac{1}{\tau}$	$\Gamma = 31,8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ $\Gamma = 2\pi \cdot 5,07 \text{ MHz}$
Intensité de saturation	$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda}$	$I_{\text{sat}} = 8,52 \text{ mW.cm}^{-2}$
Température limite Doppler	$T_{\text{doppler}} = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B}$	$T_{\text{doppler}} = 124 \mu\text{K}$
Température de recul	$T_{\text{recul}} = \frac{(\hbar k)^2}{mk_B}$	$T_{\text{recul}} = 1,02 \mu\text{K}$
Vitesse de recul	$v_{\text{recul}} = \frac{\hbar k}{m}$	$v_{\text{recul}} = 1,80 \text{ cm.s}^{-1}$

TAB. A.1 – Caractéristiques de la transition $^7\text{S}_3 \rightarrow ^7\text{P}_4$ de l'atome ^{52}Cr

Structure hyperfine du ^{53}Cr

Comme le rappelle le tableau 2.1, les noyaux des isotopes bosoniques du chrome ne possèdent pas de moment cinétique (donc pas de structure hyperfine) alors que le ^{53}Cr a un spin nucléaire de $I = \frac{3}{2}$. De ce fait, à cause de l'interaction avec le moment cinétique électronique, les niveaux d'énergie du ^{53}Cr sont séparés par l'interaction hyperfine. L'Hamiltonien total de l'atome de ^{53}Cr est la somme de trois Hamiltoniens d'ordre de grandeur différent :

$$H = H_0 + H_{\text{fin}} + H_{\text{hyperf}} \quad (\text{A.1})$$

avec H_0 Hamiltonien non couplé de l'atome de ^{53}Cr , H_{fin} Hamiltonien de structure fine (dû au couplage spin-orbite $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$) et H_{hyperf} Hamiltonien de structure hyperfine (dû au couplage avec le spin du noyau $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$).

Nous avons : $H_0 \gg H_{\text{fin}} \gg H_{\text{hyperf}}$. Le calcul de la structure hyperfine peut donc être réalisé ainsi : on se place au niveau de la structure fine et l'effet de l'Hamiltonien H_{hyperf} est traité comme une perturbation stationnaire. L'expression des déplacements en énergie des niveaux hyperfins par rapport aux niveaux de la structure fine est la suivante :

$$E = \frac{1}{2}AC + B \frac{3C(C+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{8I(I+1)J(2J-1)} \quad (\text{A.2})$$

avec :

- E est le déplacement en énergie du niveau hyperfin considéré
- $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$
- A constante de couplage due au moment dipolaire magnétique nucléaire (exprimée en MHz)
- B constante de couplage due au quadripôle électrique nucléaire (exprimée en MHz)

La constante B est très inférieure à la constante A. Les coefficients de couplage hyperfin pour le ^{53}Cr sont négatifs (voir tableau A.2) ce qui explique la structure hyperfine inversée. La structure hyperfine de ces transitions est représentée sur la figure 2.1.

Etat	Constante de couplage dipolaire A (MHz)	Constante de couplage quadripolaire B (MHz)	référence
a^7S_3	$-83,5985 \pm 0,0015$	0	[102]
z^7P_4	$-11,8 \pm 0,4$	$-0,6 \pm 0,6$	[102]
z^7P_3	$-1,5 \pm 2,0$	$-2,0^{+5,0}_{-1,0}$	[102]
a^7D_3	$-35,683 \pm 0,005$	$15,565 \pm 0,005$	[103]
a^7D_4	$-48,755 \pm 0,005$	$63,021 \pm 0,010$	[103]

TAB. A.2 – Constantes de couplage pour le calcul de la structure hyperfine des différents niveaux du ^{53}Cr .

En utilisant le tableau A.2, nous pouvons en déduire la structure hyperfine des niveaux a^7S_3 , z^7P_4 , z^7P_3 , a^7D_3 et a^7D_4 comme le montre le tableau A.3.

Etat	F=11/2	F=9/2	F=7/2	F=5/2	F=3/2
a ⁷ S ₃	-	-376	0	+293	+502
z ⁷ P ₄	-71	-6	+47	+88	-
z ⁷ P ₃	-	-7	1	6	8
a ⁷ D ₃	-	-157	-6	+123	+221
a ⁷ D ₄	-280	-46	185	390	-

TAB. A.3 – Déplacement en énergie (MHz) des composantes hyperfines par rapport au niveau de structure fine pour différents niveaux du ⁵³Cr.

Les facteurs de Landé des différents niveaux

Le tableau A.4 donne la valeur des coefficients de Landé g_J pour les différents états. Les valeurs théoriques sont calculées avec la formule usuelle [7] :

$$g_J = 1 + \frac{1,0023 [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)} \quad (\text{A.3})$$

Etat	g_J observé dans [104]	g_J calculé par l'équation A.3
a ⁷ S ₃	2,007	2,0023
z ⁷ P ₄	1,752	1,7517
z ⁷ P ₃	1,92	1,9188
a ⁵ D ₃	1,501	1,5012
a ⁵ D ₄	1,497	1,5012

TAB. A.4 – Tableau des coefficients de Landé pour les niveaux du ⁵²Cr.

ANNEXE B

Caractéristiques des doublets

Les doublets sont composés de deux lentilles différentes de diamètre $\Phi \approx 50$ mm. Sept paramètres doivent ainsi être définis : trois rayons de courbures notés R_1 , R_2 et R_3 , deux épaisseurs e_1 et e_2 et les deux matériaux utilisés pour les lentilles comme le montre la figure B.1.

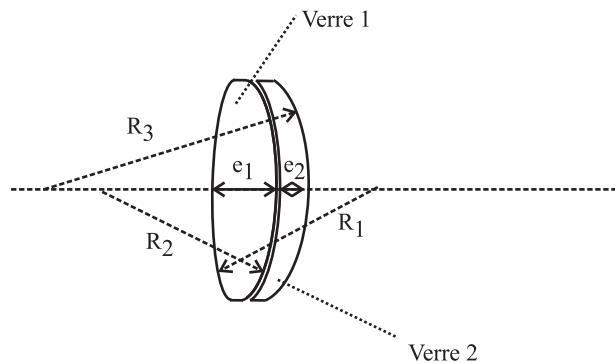


FIG. B.1 – Schéma des caractéristiques d'un doublet

Le tableau B.1 donnent les différentes caractéristiques de six doublets commerciaux et d'une formule conçue spécifiquement pour notre application.

Marque	Référence	Φ	R_1	R_2	R_3	e_1	e_2	verre 1	verre 2
Linos	322304	50	104,41	-86,60	-548,45	9,0	3,5	NBK ₇	F ₂
Melles Griot	01LAO624	50	123,117	-90,964	-263,289	9,0	3,5	NBK ₇	NSF ₅
Thorlabs	AC508-200A1	50,8	109,86	-93,11	-376,25	8,5	2,0	BK ₇	SF ₂
JML	DBL1415100	50,8	114,73	-81,92	-353,34	9,8	3,3	BK ₇	F ₄
Newport	PAC087	50,8	121,342	-91,445	-271,562	8,0	4,0	BK ₇	SF ₅
EO Optics	E45-417	50	130,408	-99,36	-320,20	9,0	3,5	BaK ₄	SF ₁₀
ma formule	-	50	141.80	-69.18	-349,00	8,9	3,5	N-BaK ₁	F ₂

TAB. B.1 – *Caractéristiques des doublets commerciaux. Toutes les distances données dans ce tableau sont en mm.*

Bibliographie

Bibliographie

Articles du groupe nanochrome

- [1] R. Chicireanu, A. Pouderous, R. Barbé, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller et O. Gorceix, *Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms*, Phys. Rev. A, **73**, 053406 (2006)
- [2] R. Chicireanu, Q. Beaufils, A. Pouderous, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, J.V. Porto, L. Vernac, J. C. Keller et O. Gorceix, *Accumulation and thermalization of cold atoms in a finite-depth magnetic trap*, physics/0612133 (2006) PRA sous presse
- [3] R. Chicireanu, Q. Beaufils, A. Pouderous, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J.-C. Keller et O. Gorceix, *Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap*, arXiv :0705.1479v1 (2007) EPJD sous presse

Physique statistique

- [4] K. Huang, *Statistical Mechanics*, Wiley, New York (1987)

Le refroidissement laser

- [5] – S. Chu, *Nobel lecture : The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys., **70**, 685 (1998)
 - C.N. Cohen-Tannoudji, *Nobel lecture : Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys., **70**, 707 (1998)
 - W.D. Phillips, *Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys., **70**, 721 (1998)
- [6] C.S. Adams et E. Riis, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Prog. Quant. Elec., **21**, 1 (1997)
 - [7] P. van der Straten et H. Metcalf, *Laser cooling and trapping*, Springer, Berlin, (1997)

La mélasse optique

- [8] T.W. Hänsch et A.L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Com., **13**, 68 (1975)

- [9] D. Wineland et H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc., **20**, 637 (1975)
- [10] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable et A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett., **55**, 48 (1985)

Piégeage magnéto-optique

- [11] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et D. E. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett., **59**, 2631 (1987)
- [12] M. Kasevich et S. Chu, *Atom interferometry using stimulated Raman transitions*, Phys. Rev. Lett., **67**, 181 (1991)
- [13] A. Clairon, C. Salomon, S. Guelatti et W. Phillips, *Ramsey resonance in a Zacharias fountain*, Euro. Phys. Lett., **16**, 165 (1991)
- [14] P.D. Lett, K. Helmerson, W.D. Phillips, L.P. Ratliff, S.L. Rolston et M.E. Wag Schul, *Spectroscopy of Na_2 by laser-cooled Na*, Phys. Rev. Lett., **71**, 2200 (1993)
- [15] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Sriftgiser, H. Perrin et J. Dalibard, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A, **52**, 1423 (1995)

Piégeage magnétique

- [16] T. Bergeman, G. Erez et H.J. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. A, **35**, 1535 (1987)
- [17] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T. Bergeman et H.J. Metcalf, *First observation of magnetically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett., **54**, 2596 (1985)
- [18] W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Enschier et E. Cornell, *Stable, tightly confining magnetic trap for evaporate cooling of neutral atoms*, Phys. Rev. Lett., **74**, 3352 (1995)

Piégeage optique

- [19] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin et A. Cable., *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett., **57**, 314 (1986)

Refroidissement évaporatif

- [20] H.F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B, **34**, 3476 (1986)
- [21] N. Masuhara, J.M. Doyle, J.C. Sandberg, D. Kleppner, T.J. Greytak, H.F. Hess et G.P. Kochanski, *Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen*, Phys. Rev. Lett., **61**, 935 (1988)

Premières observations de condensation de Bose-Einstein

- [22] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman et E.A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*, Science, **269**, 198 (1995)
- [23] – C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet et R.G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions*, Phys. Rev. Lett., **75**, 1687 (1995)
- C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet et R.G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions [Phys. Rev. Lett. 75, 1687 (1995)]*, Phys. Rev. Lett., **79**, 1170 (1997)
- [24] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn et W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett., **75**, 3969 (1995)
- [25] – E.A. Cornell et C.E. Wieman, *Nobel lecture : Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*, Rev. Mod. Phys., **74**, 875 (2002)
- W. Ketterle, *Nobel lecture : When atoms behaves as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Rev. Mod. Phys., **74**, 1131 (2002)

Les applications des condensats de Bose-Einstein

- [26] Nature insight sur le sujet ultracold matter qui comprend les articles :
 - S. Chu, *Cold atoms and quantum control*, Nature, **14**, 206 (2002)
 - J.R. Anglin et W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation of atomic gases*, Nature, **14**, 211 (2002)
 - S.L. Rolston et W.D. Phillips, *Nonlinear and quantum atom optics*, Nature, **14**, 219 (2002)
 - K. Burnett, P.S. Julienne, P.D. Lett, E. Tiesinga et C.J. Williams, *Quantum encounters of the cold kind*, Nature, **14**, 225 (2002)
 - Th. Udem, R. Holzwarth et T.W. Hänsch, *Optical frequency metrology*, Nature, **14**, 233 (2002)
 - C. Monroe, *Quantum information processing with atoms and photons*, Nature, **14**, 238 (2002)
- [27] D.S. Hall, *Ressource Letter : BEC-1 : Bose-Einstein condensates in trapped dilute gases*, Am. J. Phys., **71**, 7 (2003)
- [28] www.uibk.ac.at/exphys/ultracold/atomtraps.html

Quelques expériences avec une mer de Fermi dégénérée

- [29] B. DeMarco et D.S. Jin, *Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas*, Science, **285**, 1703 (1999)

- [30] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag et R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of molecules*, Science, **302**, 2101 (2003)
- [31] M. Greiner, C. A. Regal et D. S. Jin, *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*, Nature, **426**, 537 (2003)
- [32] M.W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic et W. Ketterle, *Observation of Bose-Einstein condensation of molecules*, Phys. Rev. Lett., **91**, 250401 (2003)
- [33] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. Kokkelmans et C. Salomon, *Experimental study of the BEC-BCS crossover region in ^6Li* , Phys. Rev. Lett., **93**, 050401 (2004)

Les premiers pièges magnéto-optiques de ^{52}Cr

- [34] C.C. Bradley, J.J. McClelland, W.R. Anderson et R.J. Celotta, *Magneto-optical trapping of chromium atoms*, Phys. Rev. A, **61**, 053407 (2000)
- [35] A .S. Bell, J. Stuhler, S. Locher, S. Hensler, J. Mlynek et T. Pfau *A magneto-optical trap for chromium with population repumping via intercombination lines*, Europhys. Lett., **45**, 156 (1999)
- [36] J. Stuhler, *Kontinuierliches laden einer magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*, Ph. D. Thesis, Universität Konstanz (2001)

L'optique atomique

- [37] T. Miossec, R. Barbé, J.-C. Keller et O. Gorceix, *Pulsed magnetic lenses for producing intense and bright cold atom beams*, Opt. Comm., **209**, 349 (2002)
- [38] E.W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S.L. Rolston et W.D. Phillips, *A well-collimated quasi-continuous atom laser*, Science, **283**, 1706 (1999)
- [39] I. Bloch, T.W. Hänsch et T. Esslinger, *Atom with a continuous output coupler*, Phys. Rev. Lett., **82**, 3008 (1999)
- [40] I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T.W. Hänsch et T. Esslinger, *Optics with an atom laser beam*, Phys. Rev. Lett., **87**, 030401 (2001)
- [41] M.R. Andrews, C.G. Townsend, H.J. Miesner, D.S. Durfee, D.M. Kurn et W. Ketterle, *Observation of interference between two Bose-Einstein condensates*, Science, **275**, 637 (1997)
- [42] T.L. Gustavson, P. Bouyer et M.A. Kasevich, *Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope*, Phys. Rev. Lett., **78**, 2046 (1997)
- [43] M.J. Snadden, J.M. McGuirk, P. Bouyer, K.G. Haritos et M.A. Kasevich, *Measurement of the Earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer*, Phys. Rev. Lett., **81**, 971 (1997)

La lithographie traditionnelle

- [44] A. Martinez-Gil, *Nanostructuration de surfaces de silicium pour guider la croissance auto-organisée de nanostructures métalliques*, thèse de doctorat, Université Paris XI (2005)

La lithographie avec des atomes froids

- [45] D. Meschede et H. Metcalf, *Atomic nanofabrication : atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces*, J. Phys. D. :Appl. Phys, 36, 17(R) (2003)
- [46] J.J. Mc Clelland, R.E. Scholten, E.C. Palm et R.J. Celotta, *Laser-focused atomic deposition*, Science, **262**, 87 (1993)
- [47] W.R. Anderson, C.C. Bradley, J.J. McClelland et R.J. Celotta, *Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures*, Phys. Rev. A, **59**, 2476 (1999)

Importance des interaction atomiques

- [48] L. Deng, E.W. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P.S. Julienne, J. Sinskian, K. Helmerson, S.L. Rolston et W.D. Phillips, *Four-wave mixing with matter waves*, Nature, **398**, 218 (1999)

Holographie avec des atomes froids

- [49] M. Morinaga, M. Yasuda, T. Kishimoto, F. Shimizu, J. Fujita et S. Matsui, *Holographic manipulation of a cold atomic beam*, Phys. Rev. Lett., **77**, 802 (1996)

Source d'enrichissement pour le ^{40}K

- [50] B. deMarco, H. Roncher et D.S. Jin, *An enriched ^{40}K source for fermionic atom studies*, Rev. Sci. Instrum, **70**, 1967 (1999)

Les espèces condensées en 2002

- [51] S.L. Cornish, N.R. Claussen, J.L. Roberts, E.A. Cornell et C.E. Wieman, *Stable ^{85}Rb Bose Einstein condensates with widely tunable interactions*, Phys. Rev. Lett., **85**, 1795 (2000)
- [52] G. Mondugno, G. Ferrari, G. Roati, R.J. Brecha, A. Simoni et M. Inguscio, *Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling*, Science, **294**, 1320 (2001)
- [53] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.C. Nägerle et R. Grimm, *Bose-Einstein condensation of cesium*, Science, **299**, 232-235 (2003)

- [54] D.G. Fried, T.C. Killian, L. Willman, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner et T.J. Greystak, *Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen*, Phys. Rev. Lett., **81**, 3811 (1998)
- [55] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook et A. Aspect, *A Bose-Einstein condensate of metastable atoms*, Science, **292**, 461 (2001)
- [56] F. Pereira Dos Santos, J. Leonard, J. Wang, C.J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, M. Leduc et C. Cohen-Tannoudji, *Bose-Einstein condensation of metastable helium*, Phys. Rev. Lett., **86**, 3459 (2001)
- [57] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki et Y. Takahashi, *Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms*, Phys. Rev. Lett., **91**, 040404 (2003)

Les mers de Fermi dégénérées obtenues

- [58] F. Schreck, L. Khaykovich, K.L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles et C. Salomon, *Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea*, Phys. Rev. Lett., **87**, 080403 (2001)
- [59] J.M. McNamara, T. Jeltes, A.S. Tychkov, W. Hogervorst et W. Vassen, *Degenerate Bose-Fermi mixture of metastable atoms*, Phys. Rev. Lett., **97**, 080404 (2006)
- [60] T. Fukuhara, Y. Takasu, M. Kumakura et Y. Takahashi, *Degenerate Fermi gases of ytterbium* cond-mat 0607228 (2006)

L'extension des espèces condensées

- [61] T. Ido, Y. Isoya et H. Katori, *Optical-dipole trapping of Sr atoms at a high phase-space density*, Phys. Rev. A, **61**, 061403 (2000)

Condensation de Bose-Einstein du ^{52}Cr

- [62] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stulher et T. Pfau, *Bose-Einstein condensation of chromium*, Phys. Rev. Lett., **94**, 160401 (2005)

Chargement d'un piège magnéto-optique à partir d'une cellule

- [63] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson et C. Wieman, *Very cold trapped atoms in a vapor cell* Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)

Piégeage original de l'atome de chrome

- [64] P.-O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz et T. Pfau, *Continuous loading of cold atoms in a Ioffe-Pritchard magnetic trap*, Quantum. Semiclass. Opt., **5**, S170, (2003)

Le déplacement isotopique

- [65] G. Grynberg, A. Aspect et C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, Ellipses, 1997

Les interactions dipolaires

- [66] D.H.J. O'Dell, S. Giovanazzi et C. Eberlein, *Exact hydrodynamics of a trapped dipolar Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett., **92**, 250401 (2004)
- [67] A. Griesmaier, J. Stuhler, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau et S. Giovanazzi, *Comparing contact and dipolar interaction in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett., **97**, 250402 (2006)
- [68] J. Kim, B. Friedrich, D.P. Katz, D. Patterson, J.D. Weinstein, R. deCarvalho et J.M. Doyle, *Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium*, Phys. Rev. Lett., **78**, 3665 (1997)

Les résonances de Feshbach

- [69] J. Werner, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau, A. Simoni et E. Tiesinga, *Observation of Feshbach resonances in an ultracold gas of ^{52}Cr* , Phys. Rev. Lett., **94**, 183201, (2005)
- [70] E. Tiesinga, B.J. Verhaar et H.T.C. Stoof, *Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions*, Phys. Rev. A, **47**, 4114 (1993)
- [71] S. Inouye, M.R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D.M. Stamper-Kurn et W. Ketterle, *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*, Nature, **392**, 151 (1998)

Les interactions dipolaires pour l'atome de chrome

- [72] S. Giovanazzi, A. Görlitz et T. Pfau, *Tuning the dipolar interaction in quantum gases*, Phys. Rev. Lett. **89**, 130401 (2002)
- [73] J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, S. Giovanazzi, P. Pedri, L. Santos et T. Pfau, *Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas*, Phys. Rev. Lett., **95**, 150406, (2005)

- [74] S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P.O. Schmidt, T. Pfau, S. Giovanazzi et K. Rzazewski, *Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms*, Appl. Phys. B, **77**, 415 (2003)

Théorie des jets thermiques

- [75] N.F. Ramsey, *Molecular beams*, Clarendon Press Ed., Oxford (1969)

Le ralentisseur Zeeman

- [76] W.D. Phillips et H. Metcalf, *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett., **48**, 596 (1982)
- [77] C. Slowe, L. Vernac et L.V. Hau, *High flux source of cold rubidium atoms*, Rev. Sci. Instrum., **76**, 130101 (2005)
- [78] M.A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin et D.E. Pritchard, *Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman Slower*, J. Opt. Soc. Am. B, **10**, 12 (1993)

Performances des cavités de doublement à 425 nm

- [79] E. Jurdik, J. Hohlfeld, A.F. von Etterger, A.J. Toonen, W.L. Meerts, H. van Kempen et Th. Rasing *Performance optimization of an external enhancement resonator for optical second-harmonic generation*, J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 1660, (2002)
- [80] A.E. Siegman, *How to (maybe) measure laser beam quality*, publié dans OSA TOPS Volume en 1998
- [81] A. Griesmaier, *Dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas; Bose-Einstein condensation of chromium atoms*, Ph. D. Thesis, Universität Konstanz (2006)
- [82] A. Pouderous *Vers un piège magnéto-optique de chrome*, rapport de stage de DEA, Université Paris XI (septembre 2004)

Stabilisation des lasers

- [83] R. Chicireanu *Mise en place des sources laser pour le refroidissement et piégeage d'atomes de chrome*, rapport de stage de DEA, Université Paris VII (mai 2004)
- [84] T.W. Hänsch et B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Comm., **5**, 3, p441 (1980)
- [85] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley et H. Ward *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, Appl. Phys. B :Photophys. Laser Chem., **31**, 97 (1983)

Elargissement collisionnel dans une lampe à cathode creuse

- [86] B. Smeets, R.C.M. Bosch, P. van der Straten, E. te Sligte, R.E. Scholten, H.C.W. Beijerinck et K.A.H. van Leeuwen, *Laser frequency stabilization using an Fe-Ar hollow cathode discharge cell*, Appl. Phys. B : Lasers and Optics, **76**, 8 (2003)

Caractéristiques de l'invar

- [87] J.-P. Marioge, *Surfaces optiques*, EDP Sciences (2000)

Collisions dans un piège magnéto-optique

- [88] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher et C. Wieman *Collisional losses from a light-force atom trap* Phys. Rev. Lett., **63**, 961 (1989)

Piégeage magnétique par accumulation en continu

- [89] S.B. Nagel, C.E. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. S. Ashoka et T. C. Killian, *Magnetic trapping of metastable 3P_2 atomic strontium*, Phys. Rev. A, **67**, 011401 (R) (2003)
- [90] T. Loftus, J.R. Bochinski et T.W. Mossberg, *Simultaneous multi-isotope trapping of ytterbium*, Phys. Rev. A, **63**, 053401 (2000)
- [91] J. Stuhler, P.-O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek et T. Pfau, *Continuous loading of a magnetic trap*, Phys. Rev. A, **64**, 031405, (2001)

Premier échantillon de ^{53}Cr froid

- [92] J.D. Weinstein, R. deCarvalho, C.I. Hancox et J.M. Doyle, *Evaporative cooling of atomic chromium*, Phys. Rev. A, **65**, 021604 (2002)

Piégeage magnéto-optique simultané

- [93] W. Suptitz, G. Wokurkos, F. Strauch, P. Kohns et W. Ertmer, *Simultaneous cooling and trapping of ^{85}Rb and ^{87}Rb in a magneto-optical trap*, Opt. Lett., **19**, 1571 (1994)
- [94] M.-O. Mewes, G. Ferrari, A. Sinatra et C. Salomon, *Simultaneous magneto-optical trapping of two lithium isotopes*, Phys. Rev. A, **61**, 011403 (R) (1999)
- [95] N. Poli, R.E. Drullinger, G. Ferrari, J. Léonard, F. Sorrentino et G.M. Tino, *Cooling and trapping of ultracold strontium isotopic mixtures*, Phys. Rev. A, **71**, 061403 (R) (2005)
- [96] S.G. Crane, X. Zhao, W. Taylor et D.J. Vieira, *Trapping an isotopic mixture of fermionic ^{84}Rb and bosonic ^{87}Rb atoms*, Phys. Rev. A, **62**, 011402 (R) (2000)

Collisions dans un piège magnéto-optique mixte

- [97] L.G. Marcassa, G.D. Telles, S.R. Muniz et V.S. Bagnato, *Collisional losses in a K-Rb cold mixture*, Phys. Rev. A, **63**, 013413 (2001)
- [98] U. Schlöder, H. Engler, U. Schünemann, R. Grimm et M. Weidemüller *Cold inelastic collisions between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap*, Eur. Phys. J. D, **7**, 331 (1999)

Excitation quadripolaire d'un piège optique

- [99] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz et T. W. Hänsch, *CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms*, Phys. Rev. A, **57**, 031405, (2001)

Expériences d'atomes ultrafroids avec un réseau optique

- [100] H. Fehrmann, M. Baranov, M. Lewenstein et L. Santos, *Quantum phases of Bose-Fermi mixtures in optical lattices*, Optic Express, **12**, 55 (2004)
- [101] H. Pu, W. Zhang et P. Meystre, *Ferromagnetism in a lattice of Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. Lett., **87**, 140405 (2001)

Spectroscopie du chrome

- [102] T. Reinhardt, J. Maichel, M. Baumann et J. Krüger, *Hyperfine structure of the resonance lines of ⁵³Cr and lifetimes of some excited states of the Cr I spectrum*, Z. Phys. D., **34**, 87-90 (1995)
- [103] W. Ertmer, U. Johann et R. Mosmann, *Measurement of the nuclear quadrupole moment of ⁵³Cr by laser-RF induced double resonance*, Z. Phys. A-Atoms and Nuclei, **309**, 1-4, (1982)
- [104] H. Bucka, B. Budick, R.J. Goshen et S. Marcus, *Lifetimes and g_J factors in excited states of chromium. Hyperfine structure of ⁵³Cr*, Phys. Rev., **144**, 96 (1966)

REFROIDISSEMENT ET PIEGEAGE D'ATOMES DE CHROME

Résumé : Ce travail s'inscrit dans la perspective d'obtenir des gaz quantiques dipolaires : condensat de Bose-Einstein du ^{52}Cr et mer de Fermi dégénérée du ^{53}Cr . Le fort moment magnétique de $6 \mu_B$ dans l'état fondamental, la structure électronique en Λ et la présence d'un isotope fermionique rendent en effet l'atome de chrome attractif pour des expériences d'atomes froids.

Le dispositif expérimental mis en place ressemble à une expérience de piégeage sur un atome usuel. Néanmoins, des solutions technologiques spécifiques pour réaliser un four à haute température ou générer un faisceau laser à 425,5 nm non modulé ont été adoptées. De plus, deux projets que j'ai menés à bien sont détaillés : l'asservissement en température d'une cavité Fabry Perot et le système d'imagerie par absorption.

Les pièges magnéto-optiques de ^{52}Cr et de ^{53}Cr obtenus contiennent respectivement 4.10^6 et 5.10^5 atomes pour des densités de 8.10^{10} et $2.5.10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ces deux pièges présentent des caractéristiques similaires : un fort taux de collisions à deux corps de l'ordre de $5.10^{-9} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ et un taux de pertes à un corps de 169 s^{-1} pour le ^{52}Cr et de 280 s^{-1} pour le ^{53}Cr dû à une désexcitation vers des états métastables. Cette dernière propriété permet d'accumuler en continu 2.10^7 atomes de ^{52}Cr et 8.10^5 atomes de ^{53}Cr dans un piège quadripolaire formé par les bobines du piège magnéto-optique. La première obtention et caractérisation d'un piège magnéto-optique mixte d'un mélange ^{52}Cr - ^{53}Cr est aussi exposée.

L'accumulation d'atomes bosoniques métastables dans un piège optique superposé à un piège magnétique linéaire est étudiée. Ce piège original permet de réaliser le premier piège optique d'atomes dans des états métastables. En un temps très rapide de 100 ms, le piège optique contient 2.10^6 atomes métastables avec une densité de 10^{11} cm^{-3} . Ce résultat constitue une première étape vers l'obtention d'un piège optique croisé où les atomes seront polarisés puis refroidis sous le seuil de condensation.

Mots clés : refroidissement laser, piégeage magnéto-optique, piégeage magnétique, piégeage optique, chrome, collisions froides

Abstract : This work comes within the scope of obtaining dipolar quantum gases : a Bose-Einstein condensate of ^{52}Cr and a Fermi sea of ^{53}Cr . The large magnetic moment of $6 \mu_B$ in the ground state, the electronic structure in Λ -shape and the presence of a fermionic isotope made chromium attractive for experiments in the field of ultracold atoms.

The experimental setup constructed looks like a trapping experiment on a usual element. Nevertheless, specific technical solutions to operate a high-temperature oven or to generate a blue laser beam at 425.5 nm which is not modulated were chosen. Moreover, two projects which I have carried out are detailed : the temperature lock of a Fabry Perot cavity and the absorption optics system.

The magneto-optical traps of ^{52}Cr and ^{53}Cr obtained contain respectively $4x10^6$ and $5x10^5$ atoms for densities of $8x10^{10}$ and $2.5x10^{10} \text{ cm}^{-3}$. These two traps have similar characteristics : a high inelastic two-body collision rate in the range of $5x10^{-9} \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ and a one-body loss rate of 169 s^{-1} for the ^{52}Cr and of 280 s^{-1} for the ^{53}Cr explained by a decay towards metastable states. This latest property enables to accumulate continuously $2x10^7$ atoms of ^{52}Cr and $8x10^5$ atoms of ^{53}Cr in the quadrupolar trap formed by the coils of the magneto-optical trap. The first achievement and characterization of a simultaneous magneto-optical trap of a mixture ^{52}Cr - ^{53}Cr is also shown.

The accumulation of bosonic metastable atoms in an optical trap superimposed to a linear magnetic trap is studied. This original trap enables to achieve the first optical trap of atoms in metastable states. In a very short time of 100 ms, the optical trap contains $1.2x10^6$ metastable atoms with a density of 10^{11} cm^{-3} . This result constitutes a first step towards the realization of a crossed optical trap where atoms will be polarized and then cooled below the condensation threshold.

Keywords : laser cooling, magneto-optical trapping, magnetic trapping, optical trapping, chromium, cold collisions